SUPPLEMENTO

AL VOLUME XII, SERIE IX,

DEL

NUOVO CIMENTO

1954

SUPPLEMENTO

AL VOLUME XII, SERIE IX,

DEL

NUOVO CIMENTO

A CURA DELLA SOCIETÀ ITALIANA DI FISICA

1954

PRINTED IN ITALY

NICOLA ZANICHELLI EDITORE
BOLOGNA

Digitized by the Internet Archive
in 2024

https://archive.org/details/il-nuovo-cimento_1954_12_1

SUPPLEMENTO
AL VOLUME XII, SERIE IX, DEL
NUOVO CIMENTO
A CURA DELLA SOCIETÀ ITALIANA DI FISICA

1954 N. 1

SOCIETÀ ITALIANA DI FISICA

Atti del XXXIX Congresso tenutosi a Cagliari nei giorni 23-27 Settembre 1953

pubblicati a cura della Segreteria della Società

I

Discorso inaugurale.

G. Polvani
Presidente della Società Italiana di Fisica

Mentre stanotte mi accingevo a fissare le note per questo mio discorso e andavo rimuginando quanto dovevo dire, una circostanza tra le altre mi tornava con insistenza alla mente e mi appariva degna di menzione, tanto da doverla ricordare prima di ogni altra: che, cioè, l'obbligo che m'incombe *ex officio* di pronunziare il discorso di apertura, veniva in fondo ampiamente compensato dal previlegio di potere esprimere pubblicamente, per conto di tutta la Società e mio, il sentimento di gratitudine verso coloro che ci hanno aiutato nell'attuazione del Congresso, superando difficoltà assai gravi, compiendo veri miracoli di ottima organizzazione.

Anche questa volta il mio imbarazzo sta nell'ordine da seguire nel citare persone, enti, uffici; ma sono sicuro d'interpretare il pensiero di tutti nominando per primo ed additando per primo alla riconoscenza di tutti i Soci il prof. Frongia, che dopo averci dimostrato teoricamente, un anno fa a Bergamo — ricordate? — la possibilità di questo Congresso, ha voluto, da buon fisico, darcene la prova sperimentale; e c'è riuscito. Egli ha sommosso tutta la città, la provincia, la regione, le autorità, gli uffici; e tutti l'hanno seguito a gara tra loro nel porgere aiuto. La buona causa ha vinto; ha trionfato per suo merito. E per merito suo hanno dato il loro aiuto non solo le auto-

rità regionali e locali, non solo le grosse società, i maggiori uffici pubblici, i grandi organismi dell'industria, del commercio, della finanza, ma anche — fatto non mai avvenuto nei precedenti Congressi — numerosissimi privati non facoltosi, i quali non hanno rifiutato la loro piccola offerta per assicurare la riuscita di questa manifestazione nazionale che è l'annuale Congresso della Società Italiana di Fisica.

Che se poi si domandasse la ragione intima, profonda di questa forma — direi plebiscitaria — conseguita dal consenso e dall'aiuto dati, non esiterei a dichiarare che essa è da ascriversi essenzialmente a quel fervore di opere e d'intenti diretto a migliorare cose, istituti, condizioni di vita e di lavoro nell'isola; fervore che chiunque viva qualche giorno in questa vivace città di Cagliari può intuire sorprendendo i discorsi che corrono sulla bocca circa quello che al medesimo fine si sta facendo nell'isola e quello che si progetta di fare e che certamente si farà data la dura volontà degli uomini di questa terra.

Ed è da pensare che questa particolare condizione locale abbiano intuito anche le autorità nazionali se il Comitato Nazionale per la Fisica del Consiglio Nazionale delle Ricerche ha creduto opportuno aiutare la Società assegnandole una particolare sovvenzione per il Congresso, ciò che per i precedenti congressi nazionali non era mai avvenuto.

Ma più di tutto si è fatto qui, sul luogo.

Generosissima la Regione Autonoma Sarda, che per merito del suo Presidente l'avv. Luigi Crespellani, particolarmente sensibile alla nostra causa, ha, con la sua cospicua sovvenzione, patrocinata e sollecitata dall'on. Consigliere prof. Giuseppe Brotzu, dato la soluzione del problema finanziario che ci angustiava e permesso, tra l'altro, l'istituzione di una cospicua borsa di studio.

La Deputazione Provinciale, per merito del suo Presidente dott. Aldo Palmas, il Comune per il suo Sindaco dott. Pietro Lao, l'Università per il suo Rettore Magnifico prof. Antonino D'Angelo, hanno dato validissimo aiuto finanziario, i due ultimi enti nella forma, particolarmente cara al nostro Sodalizio, di borse di studio per giovanissimi fisici, alla quale si è voluta attenere anche, per merito del suo Consigliere Delegato, ing. Carlo Pesenti, la Società Italcementi che per quanto di Bergamo può considerarsi anche del luogo dati i suoi grossi impianti di Santa Gilla; mentre il Banco di Sardegna ha contribuito con l'istituzione di un Premio.

La Camera di Commercio, per mezzo del suo Presidente, avv. Antonio Pasolini, l'Associazione Industriali di Cagliari, per il suo Presidente, ing. Enrico Musiò e del Segretario, avv. Michele Sirchia, la Banca d'Italia, l'Istituto di Credito agrario per la Sardegna, il Credito Italiano, la Banca Commerciale, la Banca Nazionale del Lavoro, il Banco di Roma, hanno tutte partecipato per l'illuminata azione dei loro Presidenti, a sovvenzionare il Congresso, offrendo così quella ampiezza di mezzi che ne assicura il migliore successo.

E deve nuovamente essere ricordato in questa lista di contributi finanziari, quello, cui accennavo in principio, che con commovente espressione di simpatia e di augurio, hanno dato i singoli privati, troppo numerosi per poterli ricordare qui uno per uno, specie gli ex-allievi dell'Istituto di Fisica di Cagliari, destinando l'offerta all'istituzione di un premio.

E accanto ai finanziatori, ecco l'Ente del Turismo, per merito del suo Presidente, avv. Gino Atzeri e del suo Direttore dott. Giuseppe Fagioli, dare la possibilità d'introdurre in mezzo ai nostri aridi lavori una nota di colore locale, offrendo una visione dei costumi popolari sardi; ecco le Tramvie per la Sardegna offrire libero passaggio per tutte le linee da loro gestite. Ecco la Società Monteponi per merito del suo Presidente, ing. Andrea Binetti e del Direttore ing. Enrico Musio e la Società Sapez per il suo Direttore, ing. Renzo Pomesano, dare non moneta sonante, ma piombo

per aiutare la nostra Società nella stampa del suo giornale e quindi anche, quando sarà il momento, degli atti di questo Congresso. E sono anche da ricordare quelli che hanno dato il proprio lavoro a tutta l'organizzazione del Congresso: la CIT, con il suo Direttore dott. Antonio Trevisi, la Organizzazione Viaggi Orrù, con il suo instancabile Direttore rag. Orrù, e soprattutto gli assistenti del prof. Frongia, i dott. Marongiu, Aramu, Ladu, Benzi e Achenza, Erdas, elementi preziosissimi di connessione perchè tutta la grossa macchina del Congresso si muova e agisca in modo perfetto.

Nè vogliamo passare sotto silenzio chi ha messo a disposizione i locali per le nostre adunanze: lo stesso sig. Sindaco, il Rettore della Università e i Direttori degli Istituti di Fisica e di Chimica, prof. Frongia e i prof. Vardabasso e Poggi, e infine il Conte Orrù che gentilmente ha messo a disposizione questa bella sala di Convegno.

A tutti coloro che ho nominato o ai quali ho accennato in questa mia elencazione, che per quanto lunga temo tuttavia sia incompleta, tanta è la gente che ci ha soccorso — e le eventuali mie omissioni si ascrivano a involontaria dimenticanza e mi si vogliano scusare — a tutti, dico, i Soci della Società Italiana di Fisica porgono, per mia bocca, l'espressione della più profonda riconoscenza per la delicata cortesia, la signorilità, la generosità, la munificenza, con le quali è stato verso di loro esercitata la più schietta ospitalità.

Il ricordo di questo Congresso rimarrà a lungo scolpito nel cuore di tutti i partecipanti e li spingerà ogni volta a rinnovare l'augurio che oggi formuliamo, a reciproca cortesia delle moltissime ricevute, che questa nobilissima terra di Sardegna goda delle migliori fortune quali la tenace volontà, l'operosità, la lealtà dei suoi abitanti altamente e sicuramente le meritano.

* * *

La organizzazione scientifica di questo Congresso è sostanzialmente quella medesima del Congresso dell'anno passato: comunicazioni su particolari ricerche originali svolte dai Soci, alternate con relazioni generali e conferenze. Quasi ottanta sono le comunicazioni, la massima parte fatte da giovani: esse riguardano questioni relative alla radiazione cosmica, alla radioattività, alla costituzione dei solidi e delle molecole, a quella nucleare, alle proprietà magnetiche, alla fisica teorica, alle radioonde, agli ultrasuoni. Ci piace osservare che una così notevole varietà di argomenti congiunto con un così alto numero di lavori sta a dimostrare come il campo delle ricerche di Fisica in Italia, ridotto qualche anno fa a pochi argomenti di Fisica dei raggi cosmici e di Fisica teorica, sia andato ampliandosi notevolmente, sintomo certo di una più vasta e intensa operosità nei nostri laboratori.

Le relazioni sulla Fisica dei mesoni pesanti, su questioni di Fisica molecolare e dei difetti reticolari dei solidi, sui lavori che si stanno eseguendo a Berkeley, su alcune questioni di Fisica nucleare, sulle teorie fondamentali, sulle ricerche sui mesoni μ, svolte rispettivamente dai Soci Conversi e Dallaporta, Careri e Fumi, Segré, Borsellino, Wataghin, Wolfendale, serviranno a fare il punto sui detti argomenti e ad inquadrare, nell'attività generale di detti studi, le ricerche presentate con le varie comunicazioni.

La relazione che tra non molto terrà il prof. Salvini sul progetto italiano di un elettrosincrotorne desterà — io credo — un particolare interesse, dato che la questione di come, quando e dove si costruirà la grande macchina acceleratrice italiana tocca profondamente tutti i fisici d'Italia e in parte anche d'Europa. La discussione di detta relazione avrà luogo Venerdì sera, dopo cena.

Intanto io porgo a tutti e dieci i relatori che ho nominato, il più vivo ringrazia-

mento per aver accolto l'invito del Consiglio di illustrare ai partecipanti al Congresso le questioni loro affidate.

Domenica mattina ascolteremo, poi, le due conferenze, per le quali tanta aspettazione è tra i Soci, del prof. DE GROOT dell'Università di Utrecht e del prof. HOUTERMANS dell'Università di Berna, i quali parleranno, con l'alta competenza che a loro è riconosciuta, di due questioni di grande interesse e modernità, quale la Termodinamica dei processi irreversibili e l'età della Terra e dell'Universo. A loro, innamorati e amici del nostro Paese, Soci della nostra Società, e buoni parlatori in italiano, vanno i ringraziamenti di tutta la Società per aver voluto accogliere il nostro invito di partecipare al Congresso con queste loro conferenze.

Infine Domenica, dopo le conferenze, il Congresso raggiungerà il suo culmine con la proclamazione e l'assegnazione dei premi e delle borse messe a concorso dalla Società per il 1953: la somma in competizione è in totale di 2 750 000 lire, quale mai prima di quest'anno era stata raggiunta; grandissimo merito ne spetta alla generosità del popolo di Sardegna, veramente degno anche in questo della più grande riconoscenza di tutta la Società.

* * *

Scorrendo il programma si trovano ancora indicati, oltre al trattenimento folkloristico già ricordato, i ricevimenti rispettivamente offerti dal Rettore Magnifico del l'Università e dal Sindaco della città di Cagliari, e il pranzo sociale offerto dal Presidente della Regione. E così il Presidente, il Sindaco, il Rettore hanno voluto, nei nostri riguardi, aggiungere cortesia a cortesia esaltando la proverbiale ospitalità sarda. Per quanto avremo occasione di porgere loro, per questa ripetuta attenzione, i ringraziamenti più vivi, qui vogliamo anticipare questi con tutto il cuore.

Ancora una parola sui partecipanti al Congresso. Essi sono circa trecento: numero molto elevato, specie se si considerano la lunghezza del viaggio e il disagio che a molti dà la traversata del mare, il quale, sia detto a suo onore, ha voluto mostrarsi estremamente cortese — dirò così — con i congressisti. Speriamo che mantenga il medesimo atteggiamento alla fine del Congresso.

La maggior parte degli intervenuti sono italiani: professori d'università, aiuti, assistenti, ricercatori, giovanissimi cultori, insegnanti di scuole medie, ingegneri, simpatizzanti.... Notiamo anche con molto piacere, vari stranieri, e tra questi uno dei primi ad iscriversi è stato il prof. WOLFGANG PAULI di Zurigo premio Nobel, il quale con la sua venuta ci testimonia non solo l'affetto che lo lega all'Italia, ma anche in quale alta considerazione egli tenga, insieme con gli altri stranieri, queste nostre riunioni scientifiche.

A lui e a tutti gli altri stranieri partecipi al Congresso, un benvenuto di cuore di tutti i Soci italiani e un vivo ringraziamento.

* * *

Ed ora, rinnovando l'espressione di viva gratitudine alla Città che ci ospita e a tutti gli intervenuti, credo di poter chiudere questo mio, già pur lungo, discorso introduttivo, e dare il via ai lavori scientifici, agli scambi di idee, alle proficue discussioni.

Con l'augurio e la fondata fiducia che essi siano altamente fecondi, ho l'onore di dichiarare aperto il XXXIX Congresso Nazionale della Società Italiana di Fisica.

SUPPLEMENTO AL VOLUME XII, SERIE IX DEL NUOVO CIMENTO N. 1, 1954

II

Termodinamica dei processi irreversibili e generalizzazioni delle relazioni di Onsager (*).

S. R. DE GROOT

Istituto di Fisica teorica dell'Università - Leida, Paesi Bassi

1. – Concetti fondamentali.

Nella termodinamica tradizionale si studiano quasi esclusivamente gli stati di equilibrio, oppure transizioni da uno stato di equilibrio ad un altro (processi reversibili); per questa ragione sarebbe forse più opportuno chiamarla «termostatica», ad indicare che si tratta solamente di un caso speciale della termodinamica generale dei processi reali.

Una trattazione sistematica di tali processi dal punto di vista macroscopico è affrontata da un ramo relativamente nuovo della scienza, la «termodinamica dei processi irreversibili» (1). Tale teoria generale dei processi irreversibili è basata su due concetti fondamentali, la produzione di entropia e le relazioni di Onsager, di cui si dà una breve introduzione in questo paragrafo.

A) *Produzione di entropia.* Per un processo arbitrario si può scrivere per la variazione dell'entropia s_v nel tempo (per unità di volume)

$$\frac{\partial s_v}{\partial t} = -\operatorname{div} \boldsymbol{J}_s + \sigma . \tag{1}$$

Questa equazione, che ha la forma di una «equazione di bilancio», mostra

(*) Conferenza tenuta al XXXIX Congresso della Società Italiana di Fisica il 27 Settembre 1953 a Cagliari.

(1) S. R. DE GROOT: *Thermodynamics of irreversible processes* (Amsterdam, Nuova York, 1951); letteratura recente nella bibliografia di: S. R. DE GROOT: *Svensk Kemisk Tidskrift*, **65**, 157 (1953).

che l'entropia può cambiare per l'effetto di un flusso di entropia $\boldsymbol{J}_s$ e di una sorgente σ. La divergenza di $\boldsymbol{J}_s$ può essere positiva o negativa, in corrispondenza al flusso di entropia entrante o uscente dall'elemento di volume dove si considera $\partial s_v/\partial t$. La sorgente σ, che si chiama « produzione di entropia », è definita positiva per la seconda legge della termodinamica. Tale quantità è una misura dell'irreversibilità dei processi in corso nel sistema: si annulla quando si hanno solamente processi reversibili, ed è positiva in tutti gli altri casi.

Il flusso e la sorgente di entropia possono essere calcolati per mezzo delle leggi fondamentali della fisica macroscopica. Queste sono la legge di conservazione della materia, le equazioni del moto, la prima legge della termodinamica (conservazione dell'energia) e la seconda legge della termodinamica (relazione di Gibbs). L'uso dell'ultima di tali leggi al di fuori del caso dell'equilibrio è giustificato da considerazioni di meccanica statistica: si dimostra ([2]) che la relazione di Gibbs rimane immutata quando le funzioni di distribuzione statistica differiscono dalle funzioni di distribuzione di equilibrio solo per termini del primo ordine. Questa approssimazione lineare è valevole per la stragrande maggioranza dei fenomeni irreversibili di interesse pratico.

Il calcolo della produzione di entropia dà come risultato un'espressione della forma seguente

$$\sigma = \sum_i J_i X_i \geqslant 0 \,. \tag{2}$$

La somma contiene prodotti di quantità J_i dette « flussi » (per esempio, flusso di calore, flusso di diffusione, corrente elettrica, velocità di reazione chimica, ecc.) e quantità corrispondenti X_i dette « forze » o « affinità » (per esempio, gradiente di temperatura, gradiente di potenziale chimico, campo elettrico, affinità chimica, ecc.).

B) *Le relazioni reciproche di Onsager.* Si possono considerare le « forze » come cause dei « flussi » e si può esprimere l'interdipendenza fra le due entità per mezzo delle cosiddette « equazioni fenomenologiche ». Nell'approssimazione lineare si possono scrivere queste equazioni nella forma seguente

$$J_i = \sum_k L_{ik} X_k \,. \tag{3}$$

I coefficienti L_{ik} sono detti « coefficienti fenomenologici ». Come si vede nell'equazione (3) ogni forza contribuisce a produrre ogni flusso. Per esempio, un gradiente di temperatura causa un flusso di calore (conduzione del calore), ma anche un gradiente di potenziale chimico causa un flusso di calore (effetto Dufour). Analogamente le stesse due forze possono causare un flusso di diffusione: il fenomeno in cui esso è dovuto a un gradiente di potenziale chimico si chiama diffusione, quello in cui è dovuto a un gradiente di temperatura si

([2]) I. Prigogine: *Physica*, **15**, 272 (1949); vedere anche: I. Prigogine: *Étude thermodynamique des Phénomènes irréversibles* (Liegi e Parigi, 1947).

chiama termodiffusione o effetto Soret. L'ultimo effetto è in un certo senso l'inverso dell'effetto Dufour.

Si vede che i coefficienti diagonali L_{ii} descrivono « effetti diretti », come la conduzione del calore, la diffusione, ecc., i coefficienti non diagonali L_{ik} $(i \neq k)$ descrivono « effetti di interferenza », come la termodiffusione, l'effetto Dufour, ecc..

ONSAGER ha dimostrato che fra i coefficienti fenomenologici esistono le relazioni reciproche [3]

$$L_{ik} = L_{ki} \,. \tag{4}$$

Tali relazioni macroscopiche sono basate sulla proprietà di « reversibilità microscopica », cioè sull'invarianza delle equazioni del moto delle singole particelle rispetto alla riflessione del tempo $(t \longleftrightarrow -t)$. Le relazioni (4) danno un legame tra effetti di interferenza corrispondenti, come per esempio, gli effetti Soret e Dufour. Molte altre relazioni fisiche come la seconda relazione di Thomson della termoelettricità e la relazione di Saxén fra gli effetti elettrocinetici sono esempi di relazioni di Onsager.

Quando consideriamo sistemi in cui esiste un campo magnetico $\boldsymbol{B}$ i coefficienti fenomenologici sono funzioni di $\boldsymbol{B}$ e le relazioni di Onsager hanno una forma diversa da (4), cioè

$$L_{ik}(\boldsymbol{B}) = L_{ki}(-\boldsymbol{B}) \,. \tag{5}$$

La ragione di questa nuova espressione è che nella formulazione della reversibilità microscopica si deve considerare che per far ripercorrere a tutte le particelle le loro traiettorie non basta riflettere tutte le velocità ma bisogna riflettere anche la direzione del campo magnetico in ogni punto del sistema. (Questo è conseguenza del fatto che nell'espressione della forza di Lorentz c'è il prodotto vettoriale della velocità della particella e del campo magnetico).

Si può osservare che per il caso in cui i è uguale a k la formula (4) è una tautologia, mentre (5) ha un significato fisico, cioè i coefficienti diagonali sono funzioni pari del campo magnetico $\boldsymbol{B}$.

2. – Conduzione del calore (in una dimensione).

Per illustrare i concetti fondamentali prendiamo come esempio la conduzione del calore. Il caso più semplice è quello della conduzione unidimensionale che studiamo in questo paragrafo. Nel prossimo paragrafo tratteremo il caso tridimensionale.

Prendiamo un sistema omogeneo con un gradiente di temperatura continuo,

---

[3] L. ONSAGER: *Phys. Rev.*, **37**, 405 (1931); **38**, 2265 (1931).

per esempio una sbarra solida. La simmetria del solido sia tale che il flusso di calore abbia luogo nella direzione del gradiente di temperatura, così che il problema è matematicamente unidimensionale. Trascurando l'espansione del solido si può scrivere, per la prima legge della termodinamica in forma locale,

$$\frac{\partial u_v}{\partial t} = -\operatorname{div} \boldsymbol{J}_u \,, \tag{6}$$

dove u_v è l'energia per unità di volume e $\boldsymbol{J}_u$ il flusso di calore (che è anche il flusso di energia perchè non c'è trasporto di materia). Per il problema unidimensionale la divergenza è semplicemente una differenziazione rispetto ad una sola coordinata. L'equazione (6) ha la forma di una legge di conservazione (non si ha sorgente di energia). La seconda legge della termodinamica in forma locale è

$$T\frac{\partial s_v}{\partial t} = \frac{\partial u_v}{\partial t} \,, \tag{7}$$

dove T è la temperatura e s_v l'entropia per unità di volume.

Da (6) e (7) segue direttamente, eliminando u_v,

$$\frac{\partial s_v}{\partial t} = -\frac{\operatorname{div} \boldsymbol{J}_u}{T} = -\operatorname{div}\left(\frac{\boldsymbol{J}_u}{T}\right) - \boldsymbol{J}_u \frac{\operatorname{grad} T}{T^2} \,. \tag{8}$$

Essa ha la forma (1) di un'equazione di bilancio, col flusso di entropia

$$\boldsymbol{J}_s = \boldsymbol{J}_u / T \tag{9}$$

e la produzione di entropia (sorgente)

$$\sigma = \boldsymbol{J}_u \cdot \boldsymbol{X}_u \geqslant 0 \,, \tag{10}$$

che è il prodotto del flusso $\boldsymbol{J}_u$ per la forza

$$\boldsymbol{X}_u = -(\operatorname{grad} T)/T^2 \,. \tag{11}$$

È chiaro che la grandezza caratteristica dell'irreversibilità dei processi che avvengono nel sistema è la produzione di entropia σ, e non la variazione dell'entropia stessa $(\partial s_v/\partial t)$.

L'equazione fenomenologica è una relazione lineare fra il flusso $\boldsymbol{J}_u$ e la forza $\boldsymbol{X}_u$

$$\boldsymbol{J}_u = \Lambda \boldsymbol{X}_u = -(\Lambda/T^2) \operatorname{grad} T \,. \tag{12}$$

Questa equazione si scrive usualmente nella forma della legge detta di Fourier

$$\boldsymbol{J}_u = -\lambda \operatorname{grad} T\,, \tag{13}$$

dove $\lambda \equiv \Lambda/T^2$ è la conduttività del calore.

La produzione di entropia (10) è definita positiva, quindi flusso e forza hanno lo stesso segno, cioè il calore fluisce dalle alte alle basse temperature. Introducendo (12) o (13) e (11) in (10) si trova

$$\sigma = \Lambda\{(\operatorname{grad} T)/T^2\}^2 = \lambda\{(\operatorname{grad} T)/T\}^2 \geqslant 0\,. \tag{14}$$

Essendo σ definita positiva, la formula (14) mostra che Λ (e la conduttività λ) è essenzialmente positiva.

Osservazione. Un caso interessante per la comprensione intuitiva delle grandezze fisiche, come il flusso e la produzione di entropia, è lo stato stazionario, nel quale le quantità sono indipendenti dal tempo.

Prendiamo per ragioni di semplicità un blocco cubico di dimensioni lineari uguali all'unità di lunghezza. Poichè $\partial u_v/\partial t$ e $\partial s_v/\partial t$ si annullano, il flusso di energia $\boldsymbol{J}_u$ è uniforme, cioè entra nel sistema dal lato «caldo» (temperatura $T+\Delta T$) la stessa quantità che esce dal lato «freddo» (temperatura T). Per il flusso di $\boldsymbol{J}_s$, invece, la situazione è diversa: secondo (9) dal lato freddo esce più entropia ($\boldsymbol{J}_u/T$) di quella che entra (dal lato caldo ($\boldsymbol{J}_u/(T+\Delta T)$). In totale esce la quantità di entropia

$$\frac{\boldsymbol{J}_u}{T} - \frac{\boldsymbol{J}_u}{T+\Delta T}\,. \tag{15}$$

Tale quantità è esattamente uguale alla produzione interna di entropia (10, 11)

$$\boldsymbol{J}_u \frac{\Delta T}{T^2}\,, \tag{16}$$

come deve essere nello stato stazionario, quando l'entropia del sistema non cambia (il primo membro di (8) si annulla).

3. – Conduzione del calore (in tre dimensioni).

Studiamo adesso il caso più generale della conduzione del calore in un cristallo anisotropo. La teoria per tale caso tridimensionale è una generalizzazione ovvia del calcolo del § 2. Infatti le formule (6)–(11) sono sempre valide, ma $\boldsymbol{J}_u$ e $\boldsymbol{X}_u$ sono ora vettori tridimensionali, e (10) è un prodotto vettoriale

che si può scrivere esplicitamente

$$\sigma = \sum_{i=1}^{3} J_i X_i \geqq 0 \,, \tag{17}$$

dove le i indicano componenti cartesiane. Le relazioni fenomenologiche esprimono qui che ogni componente del flusso di calore è una funzione lineare di tutte e tre le componenti del gradiente di temperatura:

$$J_i = \sum_{k=1}^{3} \Lambda_{ik} X_k \,. \qquad (i = 1, 2, 3) \tag{18}$$

Le relazioni di Onsager (4) sono (quando non esiste un campo magnetico)

$$\Lambda_{ik} = \Lambda_{ki} \,. \qquad (i, k = 1, 2, 3) \tag{19}$$

(Vedi però § 4 per una difficoltà).

Già nel secolo decimonono gli esperimenti ingegnosi ed accurati di Soret e Voigt avevano mostrato senza possibilità di dubbio la validità delle relazioni (19), anche nei casi in cui la simmetria del cristallo non bastava a spiegare la simmetria (19) del tensore di conduttività del calore. La ragione di tale validità rimaneva oscura fino alla pubblicazione dell'articolo di Onsager, che indicava l'esistenza della proprietà di reversibilità microscopica alla base delle sue relazioni reciproche, di cui (19) sono esempi.

Quando esiste un campo magnetico $\boldsymbol{B}$ nel sistema, le relazioni di Onsager (19) assumono la forma (5),

$$\Lambda_{ik}(\boldsymbol{B}) = \Lambda_{ki}(-\boldsymbol{B}) \,. \qquad (i, k = 1, 2, 3) \tag{20}$$

Per capire meglio il significato fisico di relazioni della forma (20), si dividono spesso i tensori nelle loro parti simmetriche e antisimmetriche. Scriviamo perciò

$$\Lambda_{ik} \equiv \tfrac{1}{2}(\Lambda_{ik} + \Lambda_{ki}) + \tfrac{1}{2}(\Lambda_{ik} - \Lambda_{ki}) \equiv \Lambda^s_{ik} + \Lambda^a_{ik} \,. \tag{21}$$

Il tensore antisimmetrico può essere scritto come vettore assiale con componenti

$$\Lambda^a_1 = -\Lambda^a_{23} = \Lambda^a_{32} \,, \quad \text{ecc.} \tag{22}$$

Le relazioni fenomenologiche (18) divengono così

$$J_i = \sum_{k=1}^{3} (\Lambda^s_{ik} + \Lambda^a_{ik}) X_k = \sum_{k=1}^{3} \Lambda^s_{ik} X_k + (\boldsymbol{\Lambda}^a \wedge \boldsymbol{X}_u)_i \,, \tag{23}$$

ossia, in notazione vettoriale,

$$\boldsymbol{J}_u = \boldsymbol{\Lambda}^s \cdot \boldsymbol{X}_u + \boldsymbol{\Lambda}^a \wedge \boldsymbol{X}_u \,, \tag{24}$$

dove $\wedge$ indica prodotto vettoriale. Il tensore simmetrico $\boldsymbol{\Lambda}^s$ si chiama «tensore di conduttività del calore» e il vettore assiale $\boldsymbol{\Lambda}^a$ «vettore Righi-Leduc». (Nel caso della conduzione elettrica le grandezze analoghe sono il tensore della conduttività elettrica ed il vettore di Hall).

Dalle definizioni (21) e (22) si trova che le relazioni di Onsager (20) hanno come corollari

$$\Lambda^s_{ik}(\boldsymbol{B}) = \Lambda^s_{ik}(-\boldsymbol{B}) \,, \qquad (i, k = 1, 2, 3) \tag{25}$$

$$\Lambda^a_i(\boldsymbol{B}) = -\Lambda^a_i(-\boldsymbol{B}) \,. \qquad (i = 1, 2, 3) \tag{26}$$

Le relazioni (25) e (26) esprimono che le componenti Λ^s_{ik} del tensore di conduttività sono funzioni pari del campo $\boldsymbol{B}$, e che le componenti Λ^a_i del vettore di Righi-Leduc sono funzioni dispari del campo $\boldsymbol{B}$. Le relazioni (25) e (26) non sono state verificate sperimentalmente, come le relazioni corrispondenti per la conduzione elettrica.

Si vede che in assenza del campo $\boldsymbol{B}$ la formula (25) diviene uguale a (19), mentre (26) diviene banale (definizione di antisimmetria).

Osservazione. Si può scrivere anche (13) col tensore $\boldsymbol{\lambda}$ in luogo di (18) col tensore $\boldsymbol{\Lambda}$. Allora si trovano le relazioni (20)–(22) e (25) (26) per le componenti di $\boldsymbol{\lambda}$.

4. – Digressione su una difficoltà della teoria di Onsager.

Casimir [4] ha richiamato l'attenzione sul fatto che si presentano certe difficoltà nell'applicazione della teoria di Onsager a casi come quelli della conduzione del calore. Prima di spiegare tali difficoltà dobbiamo dire qualche parola sulla dimostrazione delle relazioni reciproche, che sarà presentata qui in una notazione leggermente mutata [5].

Lo stato del sistema, che supponiamo isolato, sia descritto da diversi parametri A_i che dipendono dalla posizione $\boldsymbol{r}$. Scriviamo α_i per la deviazione di A_i dal suo valore di equilibrio. La deviazione dell'entropia totale dal valore di equilibrio è allora un'espressione quadratica nelle variabili $\alpha_i(\boldsymbol{r})$

$$\Delta S = -\frac{1}{2}\iint \sum_{ik} g_{ik}\alpha_i(\boldsymbol{r})\alpha_k(\boldsymbol{r}')\,\mathrm{d}\boldsymbol{r}\,\mathrm{d}\boldsymbol{r}' \,. \tag{27}$$

---

(4) H. B. G. Casimir: *Rev. Mod. Phys.*, **17**, 343 (1945).

(5) P. Mazur e S. R. de Groot: *Physica* (1953), in stampa.

Coll'abbreviazione

$$X_i(\boldsymbol{r}) = -\int \sum_k g_{ik}\alpha_k(\boldsymbol{r}')\,\mathrm{d}\boldsymbol{r}' , \tag{28}$$

si può scrivere per la produzione di entropia

$$\frac{\mathrm{d}\Delta S}{\mathrm{d}t} = \frac{\mathrm{d}S}{\mathrm{d}t} = \int \sum_i \frac{\partial\alpha_i(\boldsymbol{r})}{\partial t} X_i(\boldsymbol{r})\,\mathrm{d}\boldsymbol{r} . \tag{29}$$

Questa espressione è una somma di prodotti di « flussi » $J_i \equiv \partial\alpha_i/\partial t$ e « forze » X_i corrispondenti che sono combinazioni lineari (28) delle variabili α_i. Le equazioni fenomenologiche sono relazioni lineari fra flussi e forze

$$J_i(\boldsymbol{r}) \equiv \frac{\partial\alpha_i(\boldsymbol{r})}{\partial t} = \int \sum_k L_{ik}(\boldsymbol{r}, \boldsymbol{r}'')X_k(\boldsymbol{r}'')\,\mathrm{d}\boldsymbol{r}'' . \tag{30}$$

La reversibilità microscopica, dalla quale otterremo le relazioni di Onsager, si può esprimere tramite funzioni di correlazione

$$\overline{\alpha_i(\boldsymbol{r}, t)\alpha_k(\boldsymbol{r}', t+\tau)} = \overline{\alpha_i(\boldsymbol{r}, t)\alpha_k(\boldsymbol{r}', t-\tau)} . \tag{31}$$

Spostando l'origine del tempo al secondo membro abbiamo

$$\overline{\alpha_i(\boldsymbol{r}, t)\alpha_k(\boldsymbol{r}', t+\tau)} = \overline{\alpha_k(\boldsymbol{r}', t)\alpha_i(\boldsymbol{r}, t+\tau)} . \tag{32}$$

Da questa formula segue, per un intervallo di tempo τ sufficientemente piccolo,

$$\overline{\alpha_i(\boldsymbol{r})\frac{\partial\alpha_k(\boldsymbol{r}')}{\partial t}} = \overline{\alpha_k(\boldsymbol{r}')\frac{\partial\alpha_i(\boldsymbol{r})}{\partial t}} . \tag{33}$$

(Il simbolo $\partial/\partial t$ non indica una vera derivazione, ma un quoziente di differenze finite: τ è fisicamente piccolo ma non infinitesimale). Inserendo (30), e applicando la formula seguente della teoria delle fluttuazioni,

$$\overline{\alpha_i(\boldsymbol{r})X_j(\boldsymbol{r}')} = -k\delta_{ij}\delta(\boldsymbol{r}-\boldsymbol{r}') , \tag{34}$$

si trovano quasi immediatamente le relazioni di Onsager

$$L_{ik}(\boldsymbol{r}, \boldsymbol{r}') = L_{ki}(\boldsymbol{r}', \boldsymbol{r}) . \tag{35}$$

Se esiste un campo magnetico nel sistema ([5]) si trova invece

$$L_{ik}(\boldsymbol{r}, \boldsymbol{B}; \boldsymbol{r}', \boldsymbol{B}') = L_{ki}(\boldsymbol{r}', -\boldsymbol{B}'; \boldsymbol{r}, -\boldsymbol{B}) , \tag{36}$$

dove $\boldsymbol{B}$ e $\boldsymbol{B}'$ indicano i campi nei punti $\boldsymbol{r}$ ed $\boldsymbol{r}'$. Le relazioni (35) e (36) sono una formulazione più esatta di (4) e (5).

Adesso siamo in grado di spiegare la difficoltà che si presenta quando si vuol applicare questo formalismo alla conduzione del calore. La ragione è che il flusso di calore $\boldsymbol{J}_u$ non è propriamente una derivata rispetto al tempo di una variabile di stato α: secondo (6) solamente div $\boldsymbol{J}_u$ è una tale derivata (corrispondentemente la forza $\boldsymbol{X}_u$ non è una combinazione lineare di variabili di stato α, ma, secondo (11), un gradiente di tali variabili). Il formalismo sopra esposto quindi non è strettamentea applicabile: così anche (19) e (20) non sono direttamente del tipo (35) e (36) come avevamo supposto nel § 3.

Due metodi alternativi esistono per superare questa difficoltà. Per la conduzione del calore tali due possibilità sono illustrate nei §§ 5 e 6.

Nel primo metodo (§ 5) si considera un numero infinito di fluttuazioni locali di temperatura come « forze » in un sistema chiuso. I flussi corrispondenti sono le derivate $\partial u_v/\partial t$ locali. Le equazioni fenomenologiche sono allora scritte nella forma (30) per mezzo di integrali. CASIMIR [4] ha utilizzato questo metodo per la conduzione del calore in cristalli anisotropi senza campo magnetico. MAZUR e DE GROOT [5] hanno considerato il caso con il campo magnetico (anche per il fenomeno più complicato della conduzione elettrica).

Il secondo metodo (§ 6) è in un certo senso l'inverso del primo. Ora non si trascrive il caso particolare in una forma che sia appropriata per applicare il formalismo di Onsager, ma invece si lasciano immutate le leggi fenomenologiche e si generalizza la teoria di Onsager in modo tale che sia applicabile anche a flussi che non sono $\partial\alpha/\partial t$. Questa teoria è stata sviluppata da MAZUR e DE GROOT [6] (anche per il caso in cui c'è il moto baricentrico degli elementi di volume e per fenomeni elettromagnetici; per fenomeni termomagnetici è studiata da FIESCHI [7]).

5. – Formulazione delle leggi della conduzione del calore con integrali spaziali [4,5].

Consideriamo un sistema isolato con densità uniforme (come nei §§ 2 e 3). La variazione di entropia del sistema è uguale a

$$\frac{\mathrm{d}S}{\mathrm{d}t} = \int \frac{\partial s_v}{\partial t}\,\mathrm{d}V = \int \frac{1}{T}\frac{\partial u_v}{\partial t}\,\mathrm{d}V\,, \tag{37}$$

dove è stato utilizzato (7). Introducendo la temperatura di equilibrio T_0, si

---

[6] P. MAZUR e S. R. DE GROOT: in preparazione.
[7] R. FIESCHI: in preparazione.

scrive (37) nella forma

$$\frac{\mathrm{d}S}{\mathrm{d}t} = \int\left(\frac{1}{T} - \frac{1}{T_0}\right)\frac{\partial u_v}{\partial t}\,\mathrm{d}V + \frac{1}{T_0}\int\frac{\partial u_v}{\partial t}\,\mathrm{d}V\,. \tag{38}$$

In un sistema isolato l'energia totale è costante, e quindi il secondo integrale al secondo membro è nullo. Si trova così da (38) per la produzione di entropia (con $\Delta T = T - T_0$)

$$\frac{\mathrm{d}S}{\mathrm{d}t} = -\int\frac{\partial u_v}{\partial t}\,\frac{\Delta T}{T_0^2}\,\mathrm{d}V\,, \tag{39}$$

che ha la forma corretta, cioè (29), in accordo col formalismo esposto. Le equazioni fenomenologiche (30) si scrivono qui

$$\frac{\partial u_v}{\partial t} = -\int K(\boldsymbol{r}, \boldsymbol{B}; \boldsymbol{r}', \boldsymbol{B}')\,\frac{\Delta T'}{T_0^2}\,\mathrm{d}\boldsymbol{r}'\,, \tag{40}$$

dove l'apice indica grandezze funzioni di $\boldsymbol{r}'$. Le relazioni di Onsager (36) sono ora

$$K(\boldsymbol{r}, \boldsymbol{B}; \boldsymbol{r}', \boldsymbol{B}') = K(\boldsymbol{r}', -\boldsymbol{B}'; \boldsymbol{r}, -\boldsymbol{B})\,. \tag{41}$$

Per vedere la conseguenza di (41) sulle proprietà del tensore di conduttività del calore $\boldsymbol{\lambda}(\boldsymbol{B})$ introduciamo la legge di Fourier (13) nell'equazione di conservazione dell'energia (6)

$$\frac{\partial u_v}{\partial t} = \operatorname{div}\{\boldsymbol{\lambda}(\boldsymbol{B})\cdot\operatorname{grad}\Delta T\}\,. \tag{42}$$

(invece di utilizzare $\boldsymbol{\lambda}$ e (13) si può anche prendere $\boldsymbol{\Lambda}$ e (12) come legge di Fourier). Per mettere (42) nella forma (40) con l'integrale spaziale scriviamo prima

$$\frac{\partial u_v}{\partial t} = \int\operatorname{div}'\{\boldsymbol{\lambda}'(\boldsymbol{B}')\cdot\operatorname{grad}'\Delta T'\}\,\delta(\boldsymbol{r} - \boldsymbol{r}')\,\mathrm{d}\boldsymbol{r}'\,, \tag{43}$$

e quindi con due integrazioni per parti si ha

$$\frac{\partial u_v}{\partial t} = \int\operatorname{div}'\{\operatorname{grad}'\delta(\boldsymbol{r} - \boldsymbol{r}')\cdot\boldsymbol{\lambda}'(\boldsymbol{B}')\}\,\Delta T'\,\mathrm{d}\boldsymbol{r}'\,. \tag{44}$$

Da (44), che ha la forma di (40), si ha ora, come relazione di Onsager (41),

$$\operatorname{div}'\{\operatorname{grad}'\delta(\boldsymbol{r} - \boldsymbol{r}')\cdot\boldsymbol{\lambda}'(\boldsymbol{B}')\} = \operatorname{div}\{\operatorname{grad}\delta(\boldsymbol{r} - \boldsymbol{r}')\cdot\boldsymbol{\lambda}(-\boldsymbol{B})\}\,. \tag{45}$$

Da (45) (e con la convenzione che $\boldsymbol{\lambda}$ è zero nel vuoto) si ottiene, con calcoli semplici,

$$\lambda_{ik}(\boldsymbol{B}) = \lambda_{ki}(-\boldsymbol{B}) \,. \qquad (i, k = 1, 2, 3) \tag{46}$$

Abbiamo così ritrovate le relazioni (20) in un modo rigoroso.

6. – Generalizzazione della teoria di Onsager [6,7].

Nel § 5 abbiamo visto che per applicare la teoria di Onsager era necessario trascrivere la legge locale di Fourier, introdotta nell'equazione di conservazione dell'energia (42), in una forma con integrale (44). Qui vogliamo utilizzare un metodo più diretto, colla legge di Fourier nella sua forma originale. È necessario allora generalizzare la teoria di Onsager.

Per l'esempio della conduzione del calore nei solidi l'equazione generale (29) ha la forma (39); analogamente l'espressione generale della reversibilità microscopica (33) è per il nostro caso

$$\overline{\Delta u_v(\boldsymbol{r}) \frac{\partial \Delta u_v(\boldsymbol{r}')}{\partial t}} = \overline{\Delta u_v(\boldsymbol{r}') \frac{\partial \Delta u_v(\boldsymbol{r})}{\partial t}} \,. \tag{47}$$

Introduciamo la conservazione dell'energia (6) e la legge di Fourier (13)

$$\overline{\Delta u_v(\boldsymbol{r}) \sum_i \frac{\partial}{\partial x_i'} \left\{ \sum_k \lambda_{ik}' \frac{\partial}{\partial x_k'} \Delta T(\boldsymbol{r}') \right\}} = \overline{\Delta u_v(\boldsymbol{r}') \sum_i \frac{\partial}{\partial x_i} \left\{ \sum_k \lambda_{ik} \frac{\partial}{\partial x_k} \Delta T(\boldsymbol{r}) \right\}} \,. \tag{48}$$

Per trarre conclusioni sulle proprietà del tensore di conduttività λ_{ik}, non basta la conoscenza della formula (34) per le fluttuazioni, ma bisogna utilizzare una equazione più generale [6], che si può scrivere

$$\overline{\alpha_i(\boldsymbol{r}) \Omega' X_j(\boldsymbol{r}')} = -k \delta_{ij} \Omega' \delta(\boldsymbol{r} - \boldsymbol{r}') \,, \tag{49}$$

dove Ω è un operatore differenziale della forma generale seguente

$$\Omega(\boldsymbol{r}) = \sum_{p,q,s} a_{p,q,s}(\boldsymbol{r}) \frac{\partial^{p+q+s}}{\partial x_1^p \, \partial x_2^q \, \partial x_3^s} \,. \tag{50}$$

Per il nostro esempio (49) è utilizzata nella forma

$$\overline{\Delta u_v(\boldsymbol{r}) \Omega' \Delta T(\boldsymbol{r}')} = -k \Omega' \delta(\boldsymbol{r} - \boldsymbol{r}') \,, \tag{51}$$

e Ω è l'operatore $\partial/\partial x_i$ o $\partial^2/\partial x_i \, \partial x_j$. Adesso, con (51) si trova, da (48), dopo

un calcolo semplice

$$\lambda_{ik} = \lambda_{ki} \,. \qquad (i, k = 1, 2, 3) \tag{52}$$

Quando c'è un campo magnetico si trova invece

$$\lambda_{ik}(\boldsymbol{B}) = \lambda_{ki}(-\boldsymbol{B}) \,. \qquad (i, k = 1, 2, 3) \tag{53}$$

Tali risultati sono stati trovati direttamente per il tensore $\boldsymbol{\lambda}$, senza l'intervento di coefficienti della forma (45). Questa è una conseguenza del fatto che nel metodo presente abbiamo potuto utilizzare direttamente la legge di Fourier (13) senza trasformarla in un'equazione integrale (44), com'era necessario nel metodo del § 5.

Il metodo qui accennato è stato sviluppato per altri fenomeni irreversibili, come la diffusione, le reazioni chimiche, il flusso viscoso, la conduzione elettrica, e i fenomeni termomagnetici ([6,7]).

Desidero ringraziare vivamente il dott. R. Fieschi, dell'Università di Milano, temporaneamente all'Università di Leida, per le varie utili discussioni avute sul manoscritto di questo articolo.

III

L'età della Terra e dell'Universo.

F. G. HOUTERMANS

Physikalisches Institut der Universität - Bern (Svizzera)

Signore e Signori,

prima di tutto desidero ringraziare la Società Italiana di Fisica ed il suo illustre Presidente prof. POLVANI per il grande onore fattomi di poter parlare su di un problema che non soltanto interessa la fisica ma anche la geografia, la cosmologia e l'astronomia: il problema dell'età della Terra e dell'Universo. Cosa vuol dire età della Terra, età dell'Universo? Come si può assegnare all'una e all'altro una età dicendo, per esempio, che l'Universo non può essere più vecchio di tre miliardi di anni? Sono davvero quei processi irreversibili sui quali ci ha parlato, in modo così interessante il prof. DE GROOT, che definiscono un tempo d'inizio particolare ad ogni processo?

Fra questi processi voglio nominarne in questo momento soltanto tre:

1) La fuga delle nebulose, o effetto Hubble. – La velocità delle nebulose è proporzionale alla distanza, per cui estrapolando questa distanza linearmente nel tempo passato o, come si può dire, estrapolando il raggio dell'universo a zero, si riduce l'inizio dell'espansione a $4 \cdot 10^9$ anni fa [1].

2) La generazione di energia nelle stelle della serie capitale del diagramma Russel-Hutzsprung. – Sappiamo che la sorgente di energia in queste stelle è la trasmutazione dell'idrogeno in elio secondo il ciclo del carbonio e secondo altro ciclo considerato recentemente da SALPETER [2]: supponendo che la produzione di calore per questi processi sia stata nel passato la stessa di oggi, possiamo dedurre, per esempio dalla quantità di elio e d'idrogeno presente nel nostro Sole, un'« età » per il Sole radiante dello stesso ordine di grandezza sopra trovato: vale a dire qualche miliardo d'anni.

In ambedue questi esempi, l'estrapolazione lineare nel passato dei processi osservati al presente è molto problematica.

Ma esiste un altro processo irreversibile del quale conosciamo benissimo la legge: si tratta della radioattività, specialmente di quella naturale, degli elementi. Nomino qui soltanto quattro elementi, della più grande importanza per il tema qui trattato, e che presentano le seguenti trasmutazioni radioattive:

$^{87}Rb \rightarrow {}^{87}Sr$	semiperiodo	$T = 60 \cdot 10^9$ a
$^{232}Th \rightarrow ThD(^{208}Pb)$	»	$T = 14{,}3 \cdot 10^9$ a
$^{238}U \rightarrow RaG(^{206}Pb)$	»	$T = 4{,}5 \cdot 10^9$ a
$^{235}U \rightarrow AcD(^{207}Pb)$	»	$T = 0{,}707 \cdot 10^9$ a

Noi sappiamo che in nessuna parte del nostro sistema planetario si possono produrre di nuovo gli elementi radioattivi medi o pesanti e che non esistono condizioni che possano cambiare l'andamento della loro disintegrazione. Si potrebbe facilmente estendere questo argomento alla totalità della nostra Galassia, se non fosse stata scoperta recentemente l'esistenza sulle stelle *M*, dell'elemento tecnezio del quale conosciamo soltanto isotopi radioattivi [3]; un fatto sinora assolutamente inesplicabile. Per questo preferisco limitare le considerazioni seguenti al nostro sistema planetario. Conoscendo, per esempio, il rapporto attuale fra RaG e ^{238}U in una certa parte dell'Universo possiamo determinare facilmente il tempo trascorso dall'inizio della disintegrazione dell'uranio, vale a dire dall'istante in cui cessarono i processi che diedero origine all'uranio. Sia u questo tempo trascorso e cerchiamo di trovarne i limiti inferiore e superiore.

Un limite inferiore si ottiene subito dalla determinazione radioattiva dell'età del minerale più vecchio sinora conosciuto. Si tratta di un'uraninite del Manitoba (Canadà) che fornisce un'età di circa $2{,}5 \cdot 10^9$ a [4]. Nella stessa regione è stato trovato un lapidolite contenente rubidio, grazie al quale è stato possibile applicare il metodo consistente nella misura del rapporto Rb/Sr: l'età ottenuta è di circa $2{,}2 \cdot 10^9$ a. Non voglio entrare ora in una critica particolareggiata dei vari metodi per la determinazione, in base a misure radioattive, dell'età dei minerali. Basti dire qui che esistono tre metodi indipendenti basati su misure dei vari isotopi dell'uranio del torio e del piombo.

Si può pure facilmente ottenere un limite superiore del tempo u [5]. Dalla sistematica degli isotopi degli elementi è noto il fatto che la somma delle abbondanze degli isotopi con numero di massa pari è sempre superiore alla somma delle abbondanze degli isotopi con numero di massa dispari. Non abbiamo ragioni di supporre che l'uranio rappresenti un'eccezione a questa regola. Se λ e λ' sono le costanti di disintegrazione del ^{238}U e ^{235}U, il valore che il rapporto fra il numero di atomi del ^{235}U ed il numero di atomi del ^{238}U

aveva t anni fa è dato da

$$\left[\frac{^{235}\mathrm{U}}{^{238}\mathrm{U}}\right] = \frac{1}{139}\cdot\exp\left[(\lambda' - \lambda)t\right], \tag{1}$$

dove con (^{235}U) e (^{238}U) abbiamo indicato detti numeri di atomi.

Supponiamo allora che al tempo u, cessati i processi di produzione dell'uranio, fosse

$$\left[\frac{(^{235}\mathrm{U})}{(^{238}\mathrm{U})}\right]_u \leqslant 1\,. \tag{2}$$

Da ciò si deduce un limite superiore per u e precisamente

$$u \leqslant 6\cdot 10^9 \text{ a}\,. \tag{3}$$

I limiti per u sono quindi

$$2{,}4\cdot 10^9 \text{ a} < u < 6\cdot 10^9 \text{ a}\,. \tag{4}$$

Cerchiamo ora di precisare meglio questi limiti, almeno per quanto riguarda l'età della Terra.

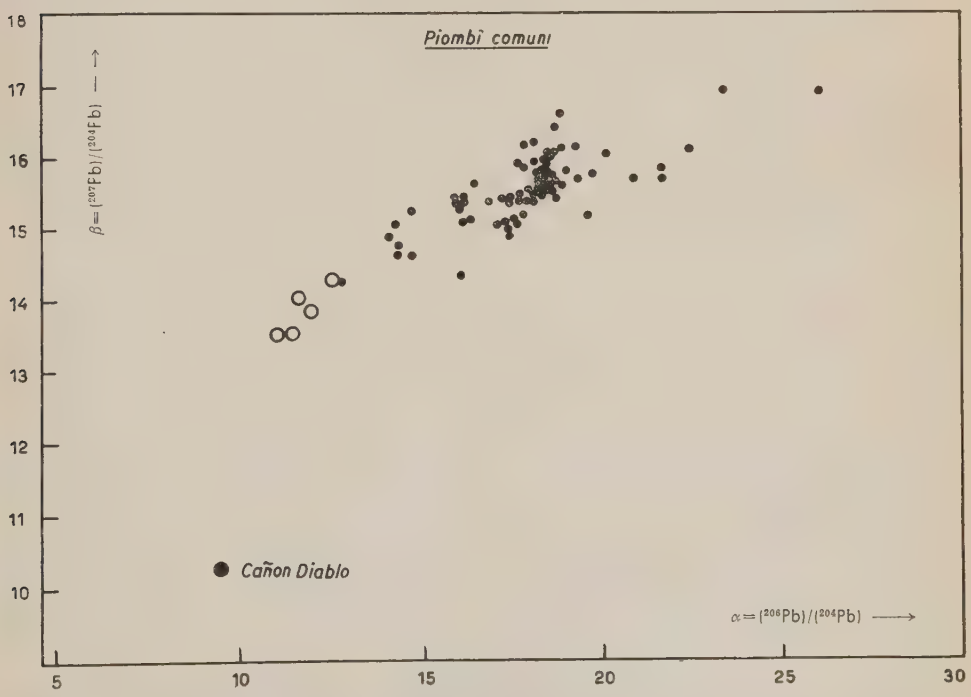

Fig. 1. Abbondanze isotopiche dei piombi comuni per i quali l'età geologica è conosciuta. I punti segnati ○ corrispondono ai valori α_w e β_w calcolati dagli autori citati in [6-10].

Un mezzo ce lo fornisce l'analisi isotopica del cosidetto « piombo comune », cioè del piombo non associato a minerali radioattivi. Il piombo possiede isotopi con le masse 204, 206, 207 e 208. L'isotopo 204 non è prodotto di disintegrazione radioattiva contrariamente al ^{206}Pb, ^{207}Pb e ^{208}Pb che sono identici, rispettivamente, al RaG, AcD e ThD delle tre serie radioattive del ^{235}U, ^{232}U e ^{232}Th.

Nel diagramma di fig. 1 è rappresentato il rapporto fra

$$\beta = \frac{(^{207}\mathrm{Pb})}{(^{204}\mathrm{Pb})} \quad \text{e} \quad \alpha = \frac{(^{206}\mathrm{Pb})}{(^{204}\mathrm{Pb})}, \tag{5}$$

per tutti i tipi di piombo comune finora analizzati e per i quali l'età geologica è, più o meno bene, conosciuta. Ogni punto nella figura corrisponde ad un campione di piombo analizzato; il diagramma così ottenuto presenta una certa regolarità. I piombi più vecchi — secondo i geologi — si trovano soprattutto nella parte sinistra superiore del diagramma.

Cerchiamo di rappresentare ora con un modello semplice lo sviluppo del rapporto $(^{206}\mathrm{Pb})/(^{204}\mathrm{Pb})$ e $(^{207}\mathrm{Pb})/(^{204}\mathrm{Pb})$ nel tempo. La fig. 2 rappresenti una scala del tempo sulla quale w è il tempo trascorso dalla formazione della litosfera sino ad oggi e p l'età attuale del minerale di piombo (per esempio una galena, PbS,), cioè il tempo trascorso da quando questo minerale fu separato da una roccia o da un magma contenente, oltre al piombo, anche una certa quantità di uranio e torio. Sia μ il rapporto $(^{238}\mathrm{U})/(^{204}\mathrm{Pb})$ in questo materiale originario.

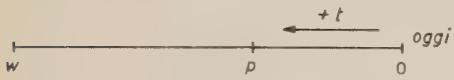

Fig. 2.

Si ha che

$$(^{206}\mathrm{Pb})_p = (^{206}\mathrm{Pb})_w + (^{238}\mathrm{U})_w \{1 - \exp[-\lambda(w-p)]\}, \tag{6}$$

$$\frac{(^{238}\mathrm{U})_0}{(^{238}\mathrm{U})_w} = \exp[-\lambda w], \tag{7}$$

ove le parentesi tonde rappresentano ora il numero degli atomi dei vari isotopi in 1 g, per esempio, di roccia madre, dalla quale il minerale di piombo si è prodotto.

Dividendo questa equazione per $(^{204}\mathrm{Pb})$, numero degli atomi di ^{204}Pb contenuti nella stessa quantità di sostanza madre del minerale dipi ombo, otteniamo la relazione

$$\alpha - \alpha_w = \mu \cdot (\exp[\lambda w] - \exp[\lambda p]), \tag{8a}$$

$$\beta - \beta_w = \frac{\mu}{139} \cdot (\exp[\lambda' w] - \exp[\lambda' p]), \tag{8b}$$

Secondo questo modello semplice i punti, nel diagramma, corrispondenti a minerali di piombo separati allo stesso tempo p dai minerali originari, giacciono su di una linea retta, l'equazione della quale si ottiene dividendo (8*b*) per (8*a*):

$$\frac{\beta - \beta_w}{\alpha - \alpha_w} = \frac{1}{139} \cdot \frac{\exp[\lambda' w] - \exp[\lambda' p]}{\exp[\lambda w] - \exp[\lambda p]} . \tag{9}$$

Queste rette si chiamano linee isocrone. Nel diagramma di fig. 3 sono state costruite le linee dello sviluppo del piombo per i vari valori di μ e le isocrone

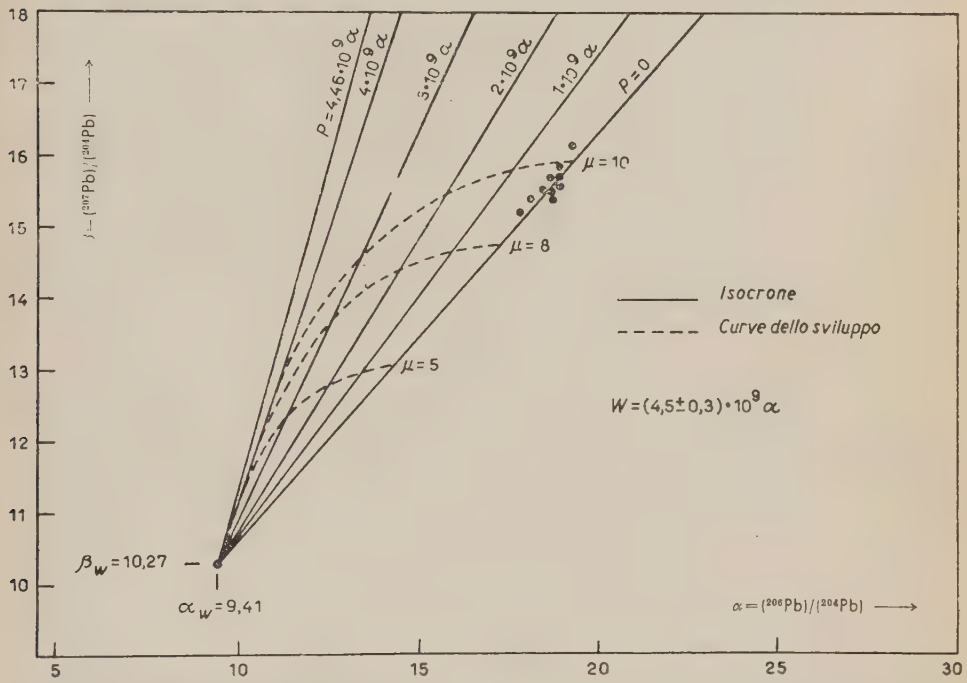

Fig. 3. Diagramma delle isocrone e delle curve di sviluppo del piombo comune; sono disegnati soltanto i punti corrispondenti al piombo meteoritico e ai piombi terziari.

corrispondenti ai vari valori dell'età di separazione p del piombo dai materiali originari. Queste rette si tagliano nel punto di coordinate α_w, β_w, che rappresenta l'abbondanza isotopica del piombo primogenito della Terra. Conoscendo i valori α e β per almeno tre tipi differenti di piombo e le età p di almeno due di essi, si possono calcolare α_w, β_w e w. Questo calcolo è stato eseguito da parecchi autori [5-12] usando i risultati delle misure di A. O. Nier e di nuove misure dei gruppi di ricerca di Toronto [10] e di Gottinga [13,14] e sempre fu trovato un valore, per l'età della Terra, di

$$w \sim (3{,}3 \pm 0{,}3) \cdot 10^9 \text{ a} . \tag{10}$$

Questo calcolo è però abbastanza incerto per due ragioni: innanzitutto i dati geologici relativi all'età dei minerali di piombo comune presentano un errore molto grande ed in secondo luogo, dato che l'angolo tra le isocrone è piccolo, l'estrapolazione ai valori di α_w e β_w è soggetta ad errore piuttosto forte.

Recentemente alcuni autori americani (PATTERSON, BROWN, TILTON ed INGHRAM [15]) hanno compiuto il lavoro difficile di separare ilpio mbo presente in minime tracce nelle meteoriti di ferro, analizzando i componenti isotopici.

Da parte però di H. BROWN e, indipendentemente, di SUESS e di me stesso, era stata già tentata questa via nel 1948; ma l'analisi eseguita da NIER [16, 17] aveva mostrato che il piombo così ottenuto non si distingueva, per quanto riguarda la composizione isotopica, dal piombo terrestre. Probabilmente tracce di Pb presenti nell'aria dei laboratori e nei reagenti adoperati avevano reso impossibili le analisi e falsato i valori delle abbondanze isotopiche.

La meteorite del Cañon Diablo analizzata dagli americani sopra citati conteneva, contrariamente ad altre indagini che lasciavano presumere un contenuto di Pb di $(20\text{–}50)\cdot 10^{-6}$ [18], solamente $0{,}37\cdot 10^{-6}$ di Pb nella fase metallica e $18\cdot 10^{-6}$ nella fase troilitica, con una composizione isotopica

$$\alpha = 9{,}41 \quad \text{e} \quad \beta = 10{,}27 \tag{11}$$

corrispondente al punto più basso dei diagrammi delle fig. 1 e 3. Già il fatto che esista un piombo con un tenore così alto di ^{204}Pb lascia presumere che i valori di α e β siano poco diversi da quelli del « piombo primogenito ». Non solo il fatto che il rapporto

$$\mu = \frac{(^{238}\mathrm{U})}{(^{204}\mathrm{Pb})}, \tag{12}$$

sia 400 volte minore nella fase triolitica delle meteoriti che nella maggior parte delle rocce terrestri, ma anche constatazioni geotermiche ci lasciano supporre che nella litosfera ed in particolare nei graniti si sia accumulato U e Th relativamente al Pb.

Ciò ci autorizza in un certo senso ad emettere l'ipotesi che il piombo trovato nelle meteoriti sia del « piombo primogenito », o almeno nelle sue abbondanze isotopiche sia molto vicino a questo. Assumeremo quindi per α_w e β_w i valori sopra scritti per le meteoriti del Cañon Diablo. L'ipotesi espressa qui equivale ad ammettere che il Pb recentemente trovato nelle meteoriti di ferro non sia mai stato associato a quantità di U e Th (in rapporto al ^{204}Pb) paragonabili a quelle trovate, per esempio, nei graniti.

Due dei parametri di (9) sarebbero così determinati per cui non ci resta che da fissare la direzione dell'isocrona per $p = 0$. Ciò è possibile eseguendo

la media dei valori di

$$\frac{\beta - \beta_w}{\alpha - \alpha_w} = y\,, \tag{13}$$

corrispondenti a tutte le varietà di piombo per le quali è ammessa un'età geologica di almeno $50 \cdot 10^6$ anni. I punti corrispondenti a queste varietà sono disegnati in fig. 1. Il fatto che i punti ottenuti da ognuna di queste varietà di Pb mostrino una deviazione quadratica media del solo 0,5% permette di convalidare la supposizione già fatta che la maggioranza delle varietà di piombo si sia formata secondo la linea di sviluppo indicata da (9). I particolari di questo calcolo e un confronto coi dati sperimentali si trovano nel [19].

Ammetteremo perciò in seguito che il nostro modello semplice sullo sviluppo del piombo sia senz'altro valevole per le varietà di piombo giovane sopra citate. Grazie a queste supposizioni è possibile eseguire nuovi calcoli per ottenere l'età w della Terra. Si trova così:

$$w = (4{,}5 \pm 0{,}4) \cdot 10^9 \text{ a}\,.$$

Questo valore di w è in larga misura indipendente dagli eventuali errori di determinazione delle età geologiche e dalla scelta delle varietà di piombo terziario, delle quali i dati servirono nei calcoli. Anche se le età considerate fossero in realtà di $200 \cdot 10^6$ anni l'errore per w sarebbe solo dell'1%.

I valori ottenuti dalle varietà di piombo finora misurate si adattano bene al diagramma delle isocrone (fig. 3); una dimostrazione di ciò è, tra l'altro, il fatto che generalmente «l'età modello» p calcolata da (9) usando i valori di α_w, β_w e w sopra considerati coincide bene con l'età determinata geologicamente. Esistono beninteso eccezioni come, per esempio, per una varietà di piombo studiata da Nier ed originaria, secondo questo autore, dal Trias alpino (Austria), ma molto probabilmente proveniente, secondo dati del Museo di Harvard, da Monteponi in Sardegna: per detta varietà p è molto maggiore del corrispondente dato geologico. In questo caso si avrebbe a che fare con un deposito molto vecchio infiltratosi e tuttora presente in uno strato geologico molto più giovane. Altri tipi di piombo, per esempio, quelli di Joplin (Missouri) o quelli di Sudbury (Canadà) forniscono un valore di p molto minore dell'età geologica. Per alcuni di questi tipi (v. fig. 3) si ha addirittura un valore «negativo» di p, il che significa che questi minerali hanno una composizione isotopica che nel nostro semplice modello corrisponde a quella di un minerale di Pb che si formerà in un lontano futuro. Abbiamo però fondate ragioni per ritenere che questi minerali non possono essere catalogati secondo il nostro semplice modello (9). La formazione di piombo in queste composizioni isotopiche «patologiche» può essere considerata come dovuta ad un aumento del valore di μ nelle rocce madri in un determinato momento, oppure ad una

aggiunta di Pb di origine radioattiva avvenuta al momento della separazione dei materiali.

È evidente perciò la necessità di ben vagliare la scelta dei campioni di Pb quando si voglia intraprendere un calcolo di α_w, β_w e w: non sempre può essere applicato meccanicamente il metodo dei minimi quadrati.

* * *

Per terminare vogliamo dire ancora due parole sulla interpretazione precisa dell'età w. Se, come crediamo, con la formazione della litosfera, il rapporto $(^{238}U)/(^{204}Pb)$, vale a dire il rapporto uranio-piombo, ha subito un cambiamento, allora w rappresenta l'età della Terra. Se invece il valore di μ per la litosfera è rimasto immutato e uguale a quello cosmochimico, allora w sarebbe uguale al valore u citato più sopra ed esprimerebbe il periodo di tempo trascorso dalla cessazione del processo di genesi dell'uranio fino ad oggi. Soddisfacente è, in ogni caso, il fatto che le nuove determinazioni dell'età della Terra mostrino una differenza non troppo grande con i valori sopra dati per il limite superiore dell' « età dell'Universo » di $6{,}0 \cdot 10^9$ a.

È opportuno citare qui le nuove misure, anche se non definitive, eseguite su lepidoliti africane con il metodo del (Rb)/(Sr), che forniscono un' età di $3{,}85 \cdot 10^9$ anni [20]: età che non si discosta troppo da quella massima della Terra di $5{,}5 \cdot 10^9$ anni calcolata con metodi analoghi da Alpher e Herman [21].

BIBLIOGRAFIA

[1] H. Jeffreys: *The Observatory*, **73**, 223 (1953).
[2] E. E. Salpeter: *Phys. Rev.*, **88**, 547 (1952).
[3] P. W. Merrill: conferenza tenuta alla National Academy of Science (Aprile 1952).
[4] A. O. Nier: *Phys. Rev.*, **55**, 153 (1939).
[5] F. G. Houtermans: *Zeits. f. Naturfor.*, **2a**, 322 (1947).
[6] A. Holmes: *Nature*, **157**, 680 (1946).
[7] F. G. Houtermans: *Die Naturwiss.*, **33**, 185 (1946).
[8] A. Holmes: *Nature*, **159**, 127 (1947).
[9] E. C. Bullard e J. P. Stanley: *Veröffentl. d. Finn. Geodätischen Institutes*, **36**, 33 (1949).
[10] C. B. Collins, R. M. Farquhar e R. D. Russel: *Phys. Rev.*, **88**, 1275 (1952); *Can. Journ. Phys.*, **31**, 402 (1953).
[11] S. K. Gerling: *Dokl. Akad. Nauk*, **34**, 282 (1942).
[12] J. Geiss: *Dissertation*, Göttingen (1953).
[13] H. F. Ehrenberg: *Zeits. f. Phys.*, **134**, 317 (1953).

[14] J. Geiss: *Zeits. f. Naturfor.*: in corso di stampa.
[15] C. Patterson, H. Brown, G. Tilton e M. Inghram: *Phys. Rev.*, **92**, 1234 (1953).
[16] A. O. Nier: comunicazione privata.
[17] H. Brown: comunicazione privata.
[18] K. Rankama: *Geochemistry* (Chicago, 1949), p. 632.
[19] F. G. Houtermans: *Nuovo Cimento*, **10**, 1623 (1953).
[20] *Nuclear Geology*, edited by H. Faul, Report of U.S. Geological Survey (1953).
[21] R. A. Alpher e R. C. Herman: *Phys. Rev.*, **84**, 1111 (1951).

IV

Recenti progressi nella Fisica nucleare.

A Borsellino
Istituto di Fisica Teorica dell'Università - Genova

1. – Fare una rassegna dei recenti progressi nella Fisica nucleare apparirebbe immediatamente un compito veramente difficile, per l'enorme quantità di lavoro sperimentale e teorico che vi si impegna anche in un solo anno, se non soccorresse la brevità del tempo concesso e la divisione degli argomenti già prevista dagli organizzatori del congresso. Allargherò tuttavia questa breve rassegna, non limitandomi alla sola inquadratura dei lavori presentati in questa sezione, alcuni dei quali essendo rivolti alla descrizione di tecniche strumentali realizzate, si introducono facilmente da sè stessi.

Non toccherò tuttavia gli argomenti spinosi delle teorie *microscopiche* delle forze nucleari, che rientrano più propriamente nella sezione di fisica teorica, e quindi lascerò anche da parte tutte le questioni in cui esplicitamente intervengono i mesoni, e così i processi di alta energia, quali le *cascate nucleoniche entro i nuclei*, che anch'essi rientrano in un'altra sezione.

Passerò piuttosto in rassegna un gruppo di questioni che hanno un certo numero di contatti tra di loro e che tutte hanno contribuito negli ultimi tempi allo sviluppo della nostra conoscenza della *spettroscopia nucleare*. Ripensando all'enorme importanza della spettroscopia atomica e molecolare, non vi è chi non veda quanto sia di grande interesse ogni progresso sulla conoscenza degli stati quantici dei nuclei e delle regole di intensità e selezione nelle transizioni nucleari.

2. – Inizierò accennando al grande interesse che in questi ultimi tempi si è risvegliato intorno ad un numero quantico supplementare, che sembra sempre più utile, o addirittura necessario, nella classificazione dei livelli nucleari. Mi riferisco a quel pressocchè misterioso e scarsamente intuitivo *spin isotopico* che,

introdotto fin dal 1932 da HEISENBERG, ha subìto un lungo periodo di oscurità, seppure di quando in quando tollerato, nonostante la sua « inutilità », purchè rimanesse ad esclusivo beneficio dei teorici, amanti, com'è noto, delle complicazioni, e che invece sembra oggi godere di un momento di rinnovata fortuna.

È noto che *protone* e *neutrone* si possono considerare, per molte buone ragioni, come *due* stati di un'unica particella: il *nucleone*. Orbene, se si vogliono classificare questi due stati, è utile introdurre una grandezza a due valori, una *variabile dicotomica*, la quale — come si può facilmente vedere — deve essere del tipo della variabile di spin di un elettrone. I due detti valori si presentano come gli autovalori della componente, lungo un asse prefissato, di un operatore vettore, che per essere così analogo all'operatore di spin, condizione forse non molto felice, è stato chiamato spin isotopico. Per la sua caratterizzazione è sufficiente introdurre tre operatori del tipo delle matrici di Pauli e che soddisfanno alle stesse relazioni di scambio: T_x, T_y, T_z. Il vettore spin isotopico è un vettore di uno spazio, che potremo chiamare *rappresentativo* oppure *fittizio* a seconda della nostra maggiore o minore simpatia per il nuovo algoritmo.

La componente secondo l'asse prefissato, diciamo z, dello spin isotopico, determina lo stato della carica del nucleone che è data da $\exp[T_z + \frac{1}{2}]$.

Lo spazio dello spin isotopico, per questo significato fisico della « terza » dimensione, è detto anche lo spazio della carica. È stato detto, scherzosamente, che la carica è così « la proiezione in una direzione imprecisata di un vettore preso in uno spazio inesistente ».

Tuttavia può anche darsi il caso, come originariamente è stato per lo spin ordinario, che ragioni tipicamente quantistiche quali la classificazione di livelli, obblighino a introdurre una grandezza nuova. Ammettiamo perciò senz'altro che il nucleone (cioè protone e neutrone) abbia spin isotopico $T = \frac{1}{2}$; il che, come si è detto, è da considerarsi per ora soltanto come la traduzione analitica del fatto che il nucleone conduce una doppia esistenza, talora come protone e tal altra come neutrone.

Se ora abbiamo un sistema di più nucleoni, gli spin isotopici dei diversi nucleoni si possono combinare tra loro esattamente con le stesse regole degli spin ordinari a formare lo spin isotopico totale T del sistema. Quello che interessa è di sapere se detto spin isotopico è un *buon* numero quantico, cioè se gli stati quantici sono stati quantici *puri* rispetto alla variabile T o se essi sono invece un miscuglio di stati di spin isotopico diverso. Ora sembra che il primo caso sia vero, o che al più le impurezze di uno stato siano dell'ordine di qualche per mille, almeno per i nuclei non troppo pesanti.

L'essere T un buon numero quantico, almeno per quanto riguarda le forze nucleari, è legato alla cosiddetta *indipendenza di carica* delle forze nucleari, cioè all'uguaglianza delle forze nucleari tra le coppie di nucleoni (pn), (pp), (nn).

In tal caso T commuta con l'Hamiltoniano ed è quindi una costante del

moto. Questo non si verificherebbe più se valesse la sola *simmetria di carica*, cioè se fossero uguali solo le forze (nn) e (pp).

L'uguaglianza delle forze (np) e (pp) è suggerita dalla quasi uguaglianza del range effettivo e della lunghezza di scattering per i due sistemi. Le differenze potrebbero essere spiegate sia con l'insufficiente precisione sperimentale, sia con gli effetti dovuti alle forze coulombiane e alla differenza di massa tra neutrone e protone.

Un criterio, che potrebbe essere decisivo se apparisse *violato*, è stato recentemente suggerito da FELDMAN. Se con f indichiamo l'ampiezza di scattering per lo stato di tripletto isotopico, con g quello di singoletto, si ha per le sezioni d'urto differenziali di scattering nell'urto di due nucleoni:

$$\sigma_{pp} = |f|^2, \qquad \sigma_{np} = \tfrac{1}{4}|f+g|^2, \qquad \sigma_{pn} = \tfrac{1}{4}|f-g|^2,$$

da cui, per la indeterminazione del fattore di fase si possono ricavare solo *disuguaglianze*, di tipo triangolare: in particolare da esse si ricava che $\sigma_{pp}(90^\circ)/\sigma_{np}(90^\circ) < 4$. Esaminando i valori misurati a Berkeley per questo rapporto, si ha $2{,}8 \pm 0{,}5$, mentre con quelli di Rochester e Harwell si ha $3{,}8 \pm 0{,}6$. Si vede che la situazione sperimentale è poco chiara.

Un'altra indicazione del senso della indipendenza di carica è portata dall'esistenza di multipletti nucleari, supermultipletti di Wigner, cioè di gruppi di isobari presentanti, dopo la correzione per la distorsione coulombiana, livelli nucleari coincidenti, come il tripletto formato dagli stati fondamentali del ^{10}Be e ^{10}C e da uno stato eccitato del ^{10}B e i tripletti

$$^{6}\mathrm{He}\,, \quad ^{6}\mathrm{Li}^*\,, \quad ^{6}\mathrm{Be}\,; \qquad ^{14}\mathrm{C}\,, \quad ^{14}\mathrm{N}\,, \quad ^{14}\mathrm{O}\,.$$

I tre stati del primo tripletto si possono considerare come lo spezzarsi, per i differenti valori della proiezione T_z sull'asse della carica, di uno stesso livello del sistema dei 10 nucleoni; si ricava che lo spin isotopico totale $T = 1$. Si ha cioè una degenerazione di spin isotopico; dalla molteplicità $2T + 1$ del livello si ricava il valore di T. Sistemi in stati che non hanno riscontro in altri isobari hanno quindi $T = 0$. In tal modo si conclude che il deutone e la particella α hanno precisamente $T = 0$.

L'assegnazione dello spin isotopico ai livelli, permette di stabilire regole di selezione e di intensità, in modo perfettamente analogo a quelle che si esprimono con lo spin ordinario e la parità per le transizioni nucleari. Così la regola di selezione di Wigner per le transizioni β dice che deve essere $\Delta T = 0, \pm 1$. Analoga regola è stata data da RADICATI per le transizioni γ, con la restrizione che $T = 0 \to T = 0$, è proibita per dipolo elettrico. Questa, ed altre simili per la reazione (γ, α), sono state applicate con successo da GELL-MAN e TELEGDI alle reazioni in ^{12}C e ^{16}O.

Queste regole non sono in realtà rigorosamente rispettate per effetto dell'interazione coulombiana, che, dipendendo dalla carica, non commuta con T e gli stati non sono quindi puri, ma sono dei miscugli di stati con T diverso. Tuttavia RADICATI ha potuto mostrare che le impurezze sono molto piccole, dell'ordine di qualche per mille. Così transizioni tra certi livelli che sembrerebbero rigorosamente proibite, hanno una piccola probabilità di verificarsi e questo è confermato dalle belle recenti esperienze di WILKINSON. Ma di questo credo che RADICATI riferirà direttamente, nella sezione di Fisica Teorica.

Tutti infine ricordano il forte argomento dedotto dalle esperienze di scattering di Fermi, che, attribuito al mesone π spin isotopico 1 per descrivere i tre stati possibili di carica $\pm e$, 0, indicano che lo scattering avviene predominantemente con una risonanza per lo stato del sistema $\pi + p$ caratterizzato dallo spin isotopico 3/2 e dallo spin ordinario 3/2.

3. – Per restare su argomenti di interesse per la spettroscopia nucleare, voglio accennare ai processi (d, p), (d, n) e cioè ai processi di stripping. Questo processo, come è noto, consiste nel fatto che per effetto del debole legame tra p e n e del largo raggio del deutone, è molto probabile che se si ha una collisione radente, una delle due particelle tocchi per prima la superficie nucleare e venga catturata, mentre la seconda, strappatasi dalla prima, prosegue con il momento iniziale modificato. I processi (d, p) dominano per ragioni coulombiane.

La sezione efficace risulta il prodotto di due fattori: il primo, proporzionale alla probabilità che ha il neutrone entro il deutone di arrivare alla superficie del nucleo con energia e momento angolare giusti per essere accettato; il secondo proporzionale alla probabilità di cattura del neutrone stesso nel nucleo in questione. La distribuzione angolare dei protoni dipende essenzialmente dal primo fattore e cioè dall'energia del deutone, dalla tonalità della reazione e dal momento angolare l con cui il neutrone viene accettato. Essa presenta vari massimi dalla cui forma e posizione è possibile determinare l. Si ottengono così informazioni sulle variazioni di spin e di parità nella transizione. L'analisi di queste distribuzioni angolari, continua a fornire dovizia di informazioni sulla proprietà dei livelli nucleari.

Sul processo inverso del processo di stripping cioè sulle reazioni (n, d) o (p, d), processi di pick-up, riferiranno oggi COLIN e STROFFOLINI.

4. – Un tipo di ricerca sulla quale si nota un crescente interesse sia dei teorici che degli sperimentali, benchè sembri ancora lontana dalle possibilità concrete del momento, è lo studio delle reazioni nucleari con particelle polarizzate.

Considerando una reazione binaria del tipo:

$$a + X \rightarrow Y + b\,,$$

dove le particelle hanno spin ben determinati, i teorici calcolano espressioni molto complete che danno l'intensità di polarizzazione, nonchè le correlazioni angolari, utilizzando i coefficienti di Racah, o di Blatt e Biederham, oppure quelli ultimi di Fano. Sperimentalmente si ha la difficoltà di preparare sia fasci polarizzati di particelle sia diffusori polarizzati.

L'esistenza di forze di spin-orbita fa prevedere che nello scattering doppio dei neutroni su idrogeno si dovrebbe ottenere un effetto destra-sinistra con un grado di polarizzazione del fascio del 5-10%.

Recentemente ad Harwell si è tentata l'esperienza utilizzando Be come diffusore invece di H, ma non si è ottenuto un risultato significativo.

Anche da processi di questo tipo come dallo studio delle sole correlazioni angolari si ottengono preziose informazioni sulle proprietà degli stati nucleari e quindi delle forze nucleari, che permettono, insieme ad altre informazioni ottenute per altre vie, quali i momenti magnetici e di quadrupolo, di controllare e correggere i modelli nucleari, e di avvicinarsi ad una più soddisfacente conoscenza di quel mondo mesonico-nucleonico che ancora ha certamente in serbo numerose sorprese.

SUPPLEMENTO AL VOLUME XII, SERIE IX DEL NUOVO CIMENTO N. 1, 1954

V

Recenti problemi di fisica molecolare.

G. Careri

Istituto di Fisica dell'Università - Roma
Istituto Nazionale di Fisica Nucleare - Sezione di Roma

Intorno al 1930 si potè dire completato lo studio degli anelli elettronici dell'atomo; le nuove meccaniche furono stabilite in modo definitivo e lo studio della materia prese definitivamente due strade: una verso sistemi ancora più piccoli, quali il nucleo atomico e le particelle elementari, ed un'altra verso sistemi più complessi quali le molecole ed i raggruppamenti di molecole. Attualmente si conviene chiamarle rispettivamente fisica nucleare e fisica molecolare.

Le leggi fondamentali della fisica molecolare sono ancora le note leggi della meccanica atomica; e stabilito su basi altrettanto sicure è pure il metodo statistico di trattare i sistemi termodinamici una volta note le proprietà degli individui dell'insieme. Perciò si deve convenire che l'intero campo della fisica molecolare è noto in linea di principio, nel senso che non ci si deve aspettare di trovare delle nuove leggi fisiche. Questo modo di vedere è corretto almeno fino a quando ci si limiti a considerare dei sistemi molecolari relativamente semplici, perchè con l'aumentare della complessità si trova un campo per ora assolutamente ignoto, quello dei fenomeni vitali, fenomeni che a prima vista esibiscono delle proprietà incomprensibili e sconcertanti. Per noi fisici capire un fenomeno significa in sostanza connetterlo logicamente ad altri fenomeni più semplici; perciò ci sembra molto lontano ancora il giorno in cui potremo capire qualcosa dei fenomeni vitali. Torniamo dunque alla fisica molecolare dei sistemi relativamente semplici.

Il fatto che le leggi fondamentali siano ormai note in linea di principio può far pensare che questo campo debba essere arido, senza novità importanti. Non è affatto così, perchè se sono note le leggi della meccanica quantistica e

statistica, questo non vuol certo dire che si sappiano descrivere i fenomeni molecolari. E in questo campo ci sono dei fatti fisici notevoli, dei fatti naturali notevoli che ancora aspettano una spiegazione. Come esempio tipico, addirittura clamoroso, ricorderò che non sappiamo ancora in che cosa consista veramente la differenza fra un solido e un liquido e ci risulta poco chiaro un fenomeno tanto comune come quello della fusione. Nella lunga strada che ci porterà a capire i fenomeni biologici, e che dobbiamo confessare è la meta ultima e lontana dei fenomeni molecolari, ci sono ancora molti fatti naturali generali che dobbiamo ancora comprendere, nel senso che dobbiamo ancora stabilire per essi il rapporto logico con altri fatti più semplici. I sistemi molecolari che ci interessano sono in gran parte gli stessi che interessano i chimici; ma la maniera di comprenderli è profondamente diversa per le due categorie.

Il fatto che mi sembra più tipico del nostro modo di fare in questo campo è la ricerca di metodi di descrizione abbastanza unitari, che siano passibili di estensione a sistemi sempre più complessi. Per illustrare meglio questo attuale atteggiamento, mostrerò il tentativo di Wigner ed Eyring di descrivere in modo unitario e aperto a sistemi sempre più complessi, la evoluzione nel tempo di sistemi molecolari. Come adesso vedremo, è possibile considerare sotto lo stesso aspetto, anzi addirittura prevedere col calcolo in un medesimo schema, una vasta categoria di fenomeni quali i processi di diffusione tanto in fase liquida che solida, i processi elettrochimici, la cinetica dei processi di assorbimento, e la cinetica delle più generali reazioni chimiche. Per illustrare questo metodo cominciamo da una reazione chimica semplicissima, in realtà la più semplice che si possa immaginare, quella che involve un atomo X ed una molecola YZ, cioè

$$X + YZ = XY + Z\,.$$

Gli atomi Y e Z in YZ sono uniti da un legame singolo, cioè da una coppia di elettroni con spin opposti, mentre l'atomo X ha un elettrone libero. Mano a mano che X si avvicina ad YZ, a causa della repulsione aumenterà l'energia potenziale del sistema, ma procedendo ulteriormente si arriva ad un punto in cui l'atomo Y è ormai attirato dall'atomo X e respinge Z. Possiamo allora dire che è necessario che il sistema passi la barriera di potenziale perchè avvenga la reazione; si conviene di chiamare stato attivato o complesso attivato il sistema alla sommità della barriera. Supponiamo per semplicità che il complesso sia lineare, e che quindi ogni stato del sistema possa venire determinato dalle due distanze X-Y ed Y-Z. Determiniamo punto per punto l'energia potenziale del sistema (e questo in linea di principio può farsi sempre, ma in pratica si sa fare solo in casi semplici con la meccanica quantistica) e riportiamo il risultato in funzione del posto, collegando poi i punti che sono allo stesso potenziale come si fa per le carte topografiche. Noteremo la molecola XY indisturbata quando Z è a distanza sufficientemente grande; una sezione della

superficie di potenziale corrisponde allora alla curva di Morse. A conti fatti si trova che la superficie di potenziale consiste di due vallate separate da una gola; perchè avvenga la reazione il sistema deve passare attraverso questa gola. La velocità di reazione sarà allora data dal prodotto di tre fattori: il numero medio di sistemi nello stato attivato, per la frazione di sistemi che passano attraverso la gola nell'unità di tempo, per la probabilità che essi hanno di passare senza essere riflessi. Ammettendo che il passo sia sufficientemente piatto, e, cosa assai più delicata, che il numero di complessi attivati sia calcolabile con le ordinarie leggi dell'equilibrio termodinamico, la velocità di reazione si può valutare in modo esplicito. La costante di equilibrio è relativa a tutti i gradi di libertà interni del complesso attivato, esclusa la coordinata di decomposizione, che invece di considerare come un grado di libertà di vibrazione tratteremo come una semplice traslazione. La costante di equilibrio si può scrivere in funzione dell'energia libera o delle funzioni di ripartizione.

Le formule che si ottengono sono suscettibili di generalizzazione a sistemi ben più complessi; pur di introdurre le apposite funzioni di ripartizione esse si possono applicare a qualsiasi fenomeno molecolare in cui si debba superare una barriera di potenziale. Il caso più semplice che si possa pensare è dato dalla conversione dell'orto in paraidrogeno, in cui un atomo libero si sostituisce ad un atomo legato in una molecola di idrogeno, che così passa dalla situazione a spin nucleari paralleli a quella con gli spin antiparalleli. Questa reazione avviene realmente in fase gassosa omogenea alla temperatura di 800 °C. In questo caso il complesso è certamente lineare e la superficie di potenziale si calcola con sufficiente facilità. Il moto del punto si calcola con le ordinarie leggi della meccanica classica, note al solito le condizioni iniziali. In modo analogo si può trattare la reazione di scambio omogenea in fase gassosa tra idrogeno e deuterio, sulla quale verrà presentata una comunicazione a questo Congresso.

Come già si vedeva dalla espressione della velocità di reazione ricavata prima, la caratteristica di questi fenomeni in cui il sistema deve superare una barriera di potenziale è la variazione in modo esponenziale con la temperatura. Questo è quanto si verifica, ad esempio, per il coefficiente di diffusione di due metalli allo stato solido. Il meccanismo con cui avviene la diffusione in un solido cristallino non è ancora noto, e ne sono stati proposti almeno tre di tipo fondamentalmente diverso: *a*) gli atomi possono migrare per via interstiziale, tra gli altri atomi che occupano posizioni stabili nel reticolo; *b*) gli atomi possono cambiare di posto soltanto tramite le buche o posizioni stabili libere che sempre esistono nei cristalli reali; *c*) gli atomi si possono scambiare posto a gruppi contigui di due o di quattro, realizzando un moto anulare in seno al reticolo. Dei tre meccanismi proposti si verificherà in natura quello che involve la minore energia di attivazione. Per il rame i calcoli di SEITZ hanno mostrato che questo si verifica con il meccanismo delle buche; poco

ancora si sa in genere sul modo con cui gli atomi si muovono nei solidi e nei liquidi. Su questo problema sentiremo in questo congresso alcune comunicazioni.

Altro problema attuale della fisica molecolare è quello di trovare metodi adatti a determinare la struttura di molecole complesse o di sistemi molecolari complessi. Non è qui possibile introdurre in modo unitario il problema della determinazione delle strutture, ma sentiremo in seguito alcune comunicazioni al riguardo.

SUPPLEMENTO AL VOLUME XII, SERIE IX DEL NUOVO CIMENTO N. 1, 1954

VI

Particelle pesanti neutre (*).

M. CONVERSI

Istituto di Fisica dell'Università - Pisa
Istituto Nazionale di Fisica Nucleare - Gruppo Aggregato di Pisa

La scoperta dell'esistenza di una varietà di particelle «fondamentali» instabili è senza dubbio uno dei risultati più notevoli conseguiti nella ricerca fisica dell'ultimo decennio. L'origine di questa scoperta si può far risalire al 1944, quando LEPRINCE-RINGUET e LHÉRITIER, applicando le leggi di conservazione ad una collisione osservata in Camera di Wilson tra una particella positiva ed un elettrone, ottennero per la massa della particella positiva un valore prossimo a 1 000 masse elettroniche [1]. La convinzione dell'esistenza di particelle instabili più pesanti dei mesoni ordinari si venne però creando solo negli anni successivi alla scoperta del mesone π, specialmente dopo la prima fotografia in Camera di Wilson delle cosidette «traccie V» [2] ed in seguito all'osservazione in emulsione fotografica del decadimento di una particella carica di massa prossima a 1 000 m_e (mesone τ) in tre secondari carichi, uno dei quali fu identificato per un pione negativo [3].

Le «tracce V», osservate per la prima volta da ROCHESTER e BUTLER, furono interpretate come dovute o al decadimento di una particella neutra (V^0) in coppie di particelle cariche di segno opposto (v. fig. 1) o al decadimento di una particella carica ($V^{\pm}$) in una neutra e in una seconda carica.

Negli anni successivi al 1947 le ricerche sulle nuove particelle instabili si sono crescentemente intensificate. Per alcune di esse (quali, ad esempio, il mesone τ e le particelle Λ^0 e θ^0 delle quali parleremo diffusamente tra breve) si conoscono oggi con notevole sicurezza le modalità del processo di decadi-

(*) Nella stesura dell'articolo seguente sono state introdotte piccole varianti ed aggiunte alcune notizie più recenti, con lo scopo di ottenere una rassegna sulle particelle pesanti neutre aggiornate fino al Maggio 1954.

mento, i prodotti di disintegrazione, la massa, lo spin e la vita media. Per altre (quali, ad esempio, il mesone K scoperto da O'Cellaigh nel 1951 [4] ed il cosidetto mesone χ che sembra avere come unico prodotto di disintegrazione osservabile un pione di energia costante) non si è sicuri se si tratta di particelle distinte oppure della stessa particella che può decadere secondo schemi diversi. Di altre particelle ancora, alla cui esistenza si hanno buone ragioni di credere, non si conoscono ancora con certezza le modalità del processo di decadimento o si pensa (come per l'equivalente carica della particella Λ^0) che possano decadere secondo diverse modalità. Infine ci sono vari se pur sporadici esempi di eventi che non potendosi spiegare in base al decadimento di tipi già noti di mesoni pesanti, conducono ad invocare ancora l'esistenza di nuove particelle.

Lungi dal consentire la formulazione di un quadro soddisfacentemente chiaro della situazione, la considerevole mole di lavoro sperimentale accumulato fino ad oggi (v. elenco bibliografico in fondo alla presente rassegna) non è servita a molto più che a mettere in luce la grande complessità dei fenomeni associati con l'esistenza di una varietà di particelle instabili: è probabile che occorra ancora molto lavoro per raggiungere una comprensione più profonda e soddisfacente di tali fenomeni.

Al *Congrès International sur le Rayonnement Cosmique* tenutosi a Bagnères de Bigorre (*) nello scorso mese di Luglio, è stata proposta la seguente nomenclatura che classifica le nuove particelle in tre gruppi, a seconda della loro massa [5]:

1) *Mesoni* L (simbolo L) comprendenti i mesoni π (pioni), i mesoni μ (muoni) ed eventuali altri mesoni di massa minore ($m_e < m_L \leqslant m_\pi$).

2) *Mesoni* K (simbolo K) comprendenti tutte le particelle elementari aventi massa compresa tra quella del pione e quella del protone ($m_\pi < m_K < m_P$).

3) *Iperoni o particelle* H (simbolo H) comprendenti tutte le particelle elementari aventi massa compresa tra quella del neutrone e quella del deutone ($m_n < m_H < m_d$). Questa ultima definizione è stata introdotta con riserva di revisione, qualora nuove particelle fondamentali di massa maggiore di quella del deutone dovessero essere scoperte.

È stato inoltre proposto di indicare con la lettera V ogni *evento* che rappresenti il *decadimento in volo* di una particella instabile, e di usare la lettera S per designare ogni *evento* che rappresenti il *decadimento* di una particella *a fine percorso* [5].

(*) Richiami a comunicazioni presentate a tale Congresso saranno indicati con l'abbreviazione CIB, seguita dal numero che indica la corrispondente pagina dei « comptes-rendus » del Congresso, reperibili dall'inizio del 1954.

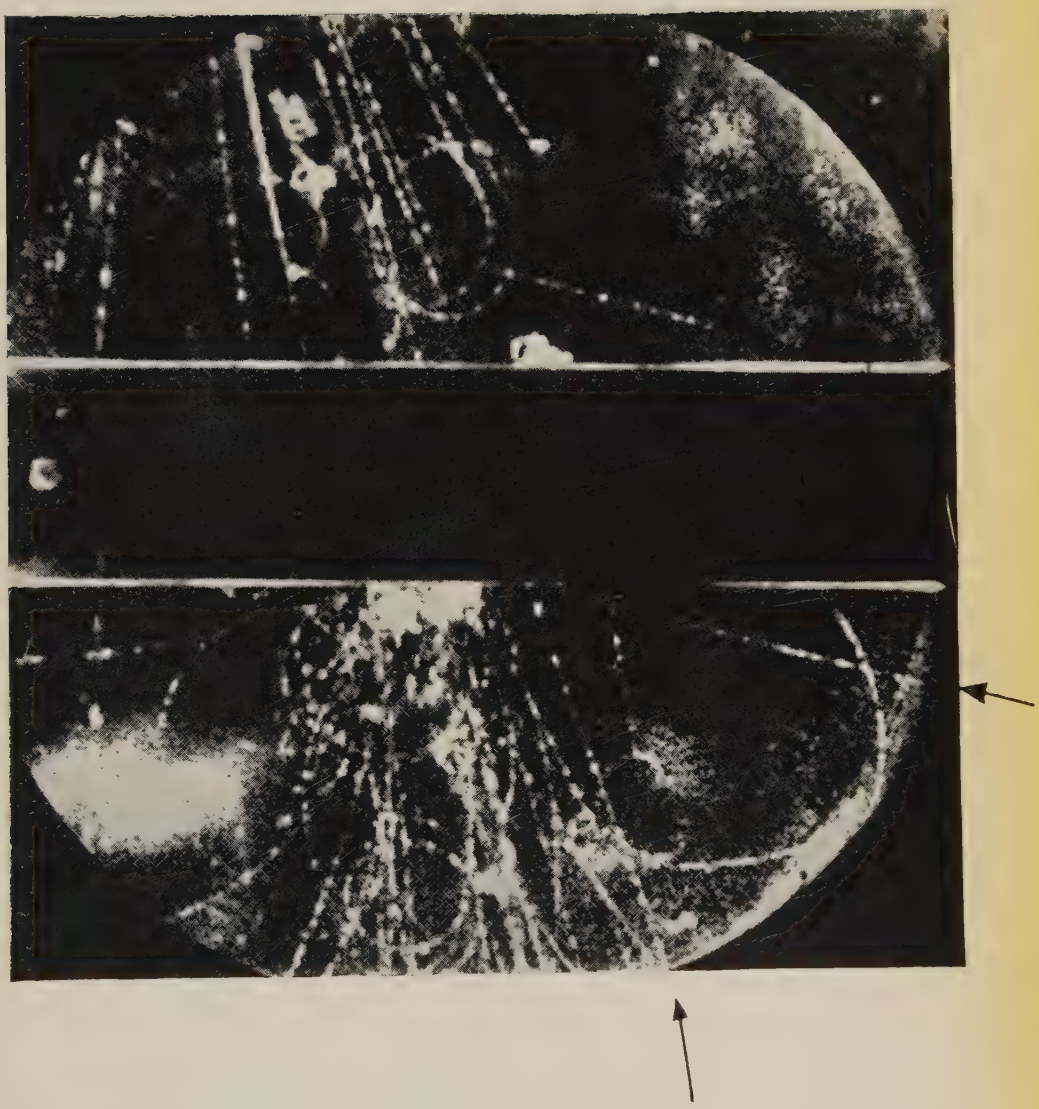

Fig. 1. – Prima fotografia di evento V^0 ottenuta da ROCHESTER e BUTLER, nel 1947, con camera di Wilson immersa in campo magnetico di 3 500 gauss. Pochi millimetri al disotto della lastra contenuta nella camera una particella neutra decade in volo in due particelle cariche che producono le due traccie « V » visibili nella parte destra inferiore della foto. [Fotografia riprodotta per gentile concessione del prof. G. D. ROCHESTER].

Nella presente relazione saranno riportati e discussi i risultati relativi alle particelle pesanti neutre (*), mentre le particelle pesanti cariche saranno trattate nella successiva relazione dal Prof. N. DALLAPORTA.

Numerose rassegne ed articoli riassuntivi sono già apparsi sull'argomento [6-13].

Primo esame degli eventi V^0.

La scoperta degli eventi V^0, che come si è detto fu fatta da ROCHESTER e BUTLER nel 1947 [2] con la fotografia riportata nella fig. 1, fu ampiamente confermata pochi anni dopo dal Gruppo di Pasadena [14].

Da un primo esame dei numerosissimi esempi di eventi V^0 finora raccolti si possono subito trarre alcune conseguenze notevoli.

1) Le particelle responsabili degli eventi V^0 possono essere prodotte sia in eventi di alta energia (v. l'esempio ottenuto da W. B. FRETTER, riportato nella Tavola V della rassegna [10]) sia in eventi di bassa energia (v. l'esempio dovuto a J. P. ASTBURY *et al.* riportato nella tavola VII della stessa rassegna; v. anche [15]).

2) Benchè manchi a tutt'oggi un esame dettagliato degli sciami associati con gli eventi V^0, sembra probabile che le particelle responsabili degli eventi stessi siano prodotte in sciami penetranti di ogni tipo [16].

3) Queste particelle possono essere generate tanto da primari carichi che da primari neutri [16, 17], da nucleoni e da pioni [18], [19, 20].

4) L'analisi delle fotografie in camera di Wilson con campo magnetico consente in molti casi di valutare le masse di almeno uno dei due prodotti osservabili della disintegrazione. Nella fig. 2 sono riportate le distribuzioni ottenute attraverso una simile analisi da LEIGHTON *et al.* [21] per i secondari dei due segni. Molti degli eventi V^0 sono interpretabili, come si vede, secondo lo schema:

$$V_1^0 \rightarrow P + \pi^- + \dots , \tag{1}$$

i puntini indicando l'eventuale presenza di particelle secondarie neutre (non rivelabili direttamente) oltre all'energia che si libera nella disintegrazione.

(*) Finora questi risultati sono stati conseguiti prevalentemente con la tecnica della camera di Wilson. Tuttavia alla primitiva osservazione in emulsione fotografica del decadimento di una particella pesante neutra [22] se ne sono aggiunte recentemente molte altre [19, 20, 23-30]; v. anche CIB 258).

L'opinione che il secondario negativo sia in generale un pione e non un muone è inoltre rafforzata: *a*) da esempi (v. per es. quello ottenuto da BRIDGE *et al.* [31]) nel quale si vede che la particella negativa non può essere un muone perchè interagisce visibilmente nelle lastre di materiale denso poste nell'interno della camera di Wilson; *b*) da qualche esempio (v. quello ottenuto al Pic-du-Midi, riportato nella tavola X della rassegna [6]) in cui il secondario negativo è identificato con un pione dal caratteristico decadimento π-μ in volo.

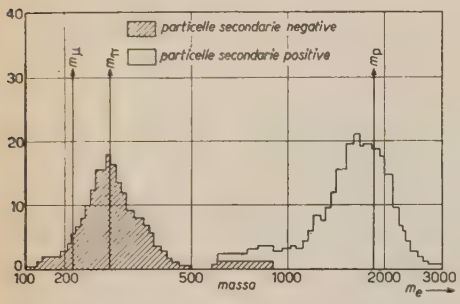

Fig. 2. – Distribuzione delle masse delle particelle cariche emesse negli eventi V^0 secondo LEIGHTON *et al.* [21].

In conclusione si può ritenere per certo, già sulla base di un esame qualitativo dei risultati ottenuti da vari autori, che molti degli eventi V^0 sono interpretabili secondo lo schema (1). Un esempio abbastanza sicuro di un simile evento è quello di fig. 3.

5) La fotografia di fig. 4 mostra un esempio di evento V^0 che non è certamente interpretabile con lo schema (1) perchè la particella secondaria positiva non è sicuramente un protone ed è probabilmente un pione positivo. Questo ed altri esempi simili si possono interpretare come il decadimento in volo di una particella neutra in due pioni di segno opposto, secondo lo schema:

$$V_1^0 \rightarrow \pi^+ + \pi^- + \dots . \tag{2}$$

Che le due particelle secondarie debbano essere in questi casi dei pioni e non dei muoni non è, al momento presente, cosa sicura, ma solo probabile. Le misure di massa non sono sufficientemente precise da consentire di distinguere un pione da un muone; nè si hanno esempi sicuri di decadimenti π-μ. Ci sono però osservazioni in camera di Wilson (GREGORY, [32]) di interazioni nucleari prodotte dai secondari, tali da escludere che entrambi i secondari siano muoni.

Per stabilire se insieme ai due prodotti osservati della disintegrazione vengano o meno emesse delle particelle neutre (rilevabili solo indirettamente, attraverso i loro effetti dinamici) occorre discutere con qualche dettaglio i dati sperimentali, confrontandoli con quanto si può prevedere in base alla dinamica del decadimento di una particella in due soli secondari. In particolare si può osservare subito che nella *ipotesi dei due soli secondari* debbono essere soddisfatte le seguenti condizioni:

a) *Condizione di complanarità*: per il principio di conservazione della

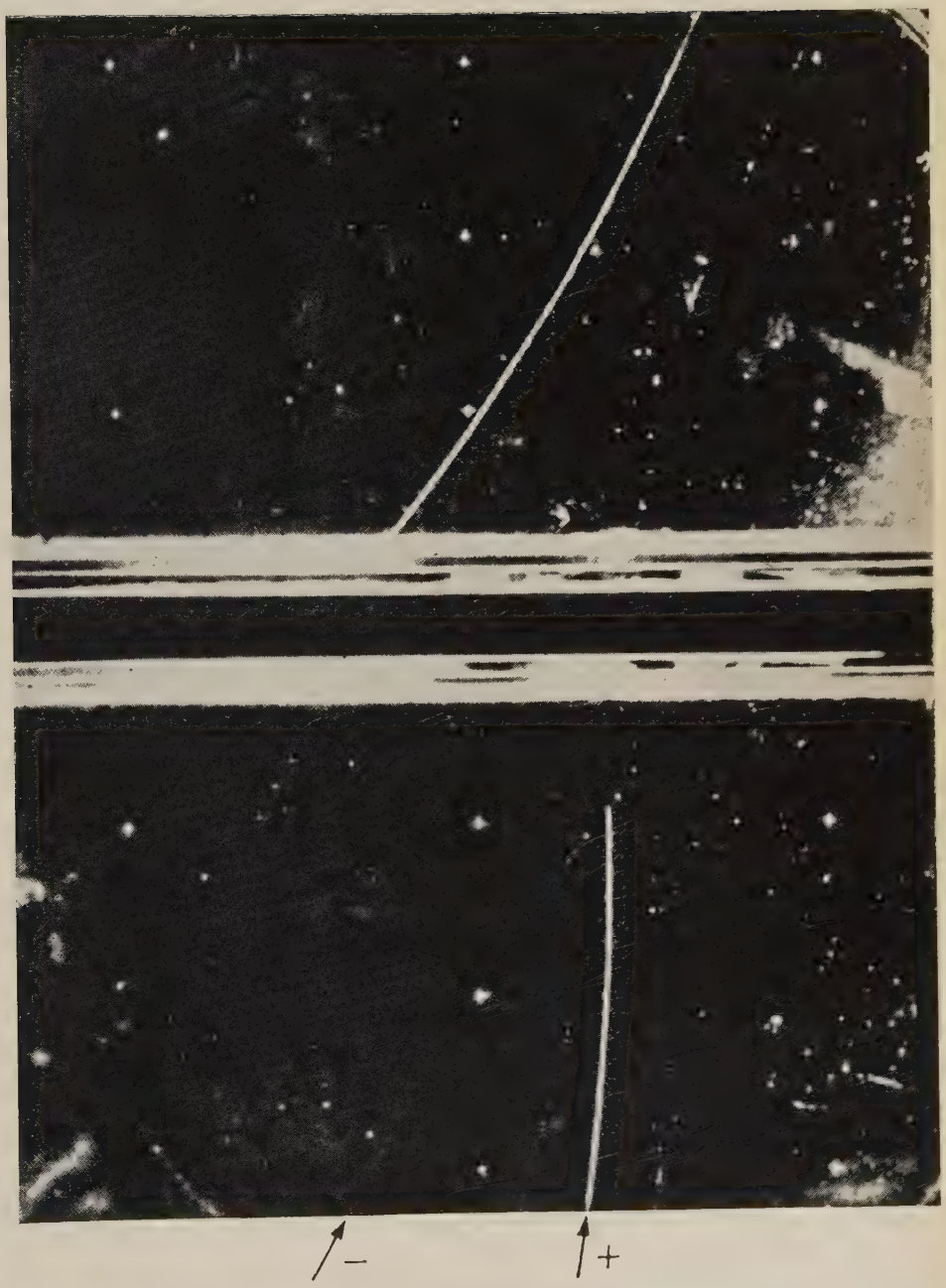

Fig. 3. – Esempio di evento V_1^0 ottenuto da LEIGHTON *et al.* con camera di Wilson in campo magnetico di 5000 gauss. La particella positiva (a destra) è identificata per un protone; la massa di quella negativa (a sinistra) è compresa tra 230 e 430 m_e [21]. [Fotografia riprodotta per gentile concessione del prof. C. D. ANDERSON].

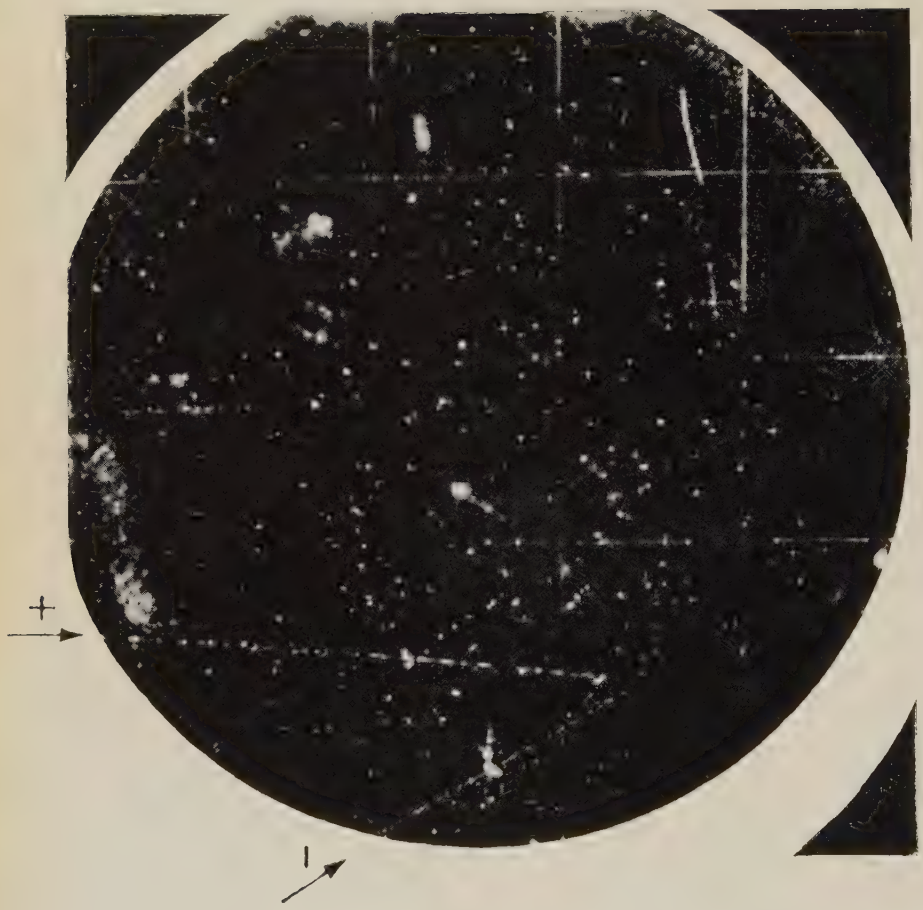

Fig. 4. – Esempio di evento che non può essere interpretato con lo schema (I) perchè il secondario positivo ha una massa quasi certamente non superiore a quella del pione. Ciò si deduce dalle misure della ionizzazione e della curvatura della traccia. La fotografia è stata ottenuta da THOMPSON *et al.* in camera di Wilson immersa in campo magnetico di 3100 gauss [39]. [Fotografia riprodotta per gentile concessione del prof. R. W. THOMPSON].

quantità di moto le traiettorie della p.p. e delle due p.s. (*) debbono giacere su uno stesso piano: in pratica si cercherà di identificare il « punto origine » della p.p. neutra per poi verificare se esso giace sul piano determinato dalle traiettorie delle due p.s.;

b) *Condizione di isotropia:* per ragioni di simmetria le due p.s. debbono essere emesse isotropicamente nello spazio (in versi opposti) rispetto al s.p.p.: la verifica di questa condizione va fatta ovviamente su un insieme di eventi.

È opportuno rilevare che l'eventuale prova della validità della ipotesi dei due soli secondari non costituisce di per sè una prova sulla unicità delle particelle responsabili del processo rappresentato dalla (1) (o dalla (2)). Non si può infatti escludere a priori l'esistenza di più particelle che decadono secondo lo stesso schema pur avendo per es. masse diverse. Però a ciascuna di tali particelle dovrebbe corrispondere un diverso valore dell'energia Q che all'atto della disintegrazione si libera sotto forma di energia cinetica delle p.s.. La *distribuzione delle energie* Q ottenute da un insieme di eventi si presta dunque a chiarire questo punto essenziale.

È ora opportuno dare qualche dettaglio sulla

Dinamica del decadimento di una p.p. in due sole p.s. (**)

Siano M, m_1, m_2 le masse della p.p. e delle due p.s. rispettivamente.

Le costanti caratteristiche del processo di decadimento

$$M \rightarrow m_1 + m_2 , \tag{3}$$

sono l'energia (+)

$$Q = M - (m_1 + m_2) , \tag{4}$$

che all'atto della disintegrazione si libera sotto forma di energia cinetica delle p.s. ed il modulo del momento (quantità di moto) p^* che queste posseggono nel s.p.p.. Tale modulo si ricava dall'equazione relativistica di conservazione dell'energia nel s.p.p.:

$$M = (p^{*2} + m_1^2)^{\frac{1}{2}} + (p^{*2} + m_2^2)^{\frac{1}{2}} ,$$

(*) Useremo le abbreviazioni p.p., p.s., s.p.p., s.d.l., per isgnificare rispettivamente: « particella primaria », « particella/e secondaria/e », « sistema della particella primaria », « sistema del laboratorio ».

(**) Cfr. J. Blaton [33] e Podolansky e Armenteros [34].

(+) Usando, qui e nel seguito, unità Rossi ($c = 1$.

e risulta:

$$p^* = (1/2M)\sqrt{[M^2 - (m_1^2 + m_2^2)]^2 - (2m_1m_2)^2}\,. \tag{5}$$

La fig. 5 illustra la trasformazione dei momenti delle due p.s. dal s.p.p. (dove essi sono uguali ed opposti) al s.d.l.. Si noti che nella trasformazione detta resta invariata la componente trasversale:

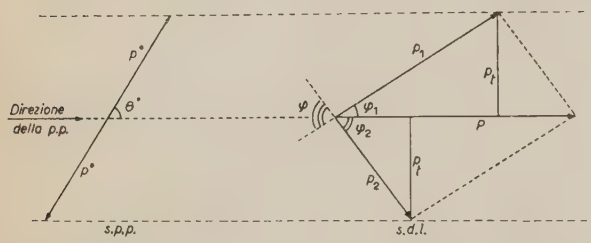

Fig. 5. – Schema illustrativo del decadimento di una p.p. in due sole p.s.. Nel sistema della p.p. le due p.s. hanno momenti p^* uguali ed opposti. p_1 e p_2 sono invece i momenti delle due p.s. nel sistema del laboratorio. p_t è la componente trasversale di p^*,($p_t = p^* = \sin\theta^*$) che è relativisticamente invariante.

$$p_t = p^* \sin\theta^* = \tag{6}$$
$$= p_1 \sin\varphi_1 = p_2 \sin\varphi_2\,,$$

del momento delle due p.s. (per il significato dei simboli v. fig. 5).

Le formule (4) e (5) esprimono le costanti Q e p^* per mezzo delle masse delle tre particelle. Note le masse delle due p.s. la massa M della p.p. si può ricavare dalla equazione di conservazione dell'energia nel s.d.l.

$$(P^2 + M^2)^{\frac{1}{2}} = (p_1^2 + m_1^2)^{\frac{1}{2}} + (p_2^2 + m_2^2)^{\frac{1}{2}}\,,$$

se si conoscono i momenti P, p_1, p_2 della p.p. e delle due p.s. rispettivamente. Nelle misure eseguite con camera di Wilson immersa in campo magnetico i momenti p_1, p_2 si possono determinare direttamente. La misura dell'angolo φ formato dalle due p.s. permette allora di ricavare anche P dalla formula (v. fig. 5)

$$P^2 = p_1^2 + p_2^2 + 2p_1p_2\cos\varphi\,. \tag{7}$$

Nelle esperienze eseguite con camera di Wilson senza campo magnetico la determinazione di M è ancora possibile ma di regola è assai meno agevole che nel caso precedente (v. la discussione di Fretter *et al.* [16]) occorrendo in particolare identificare il punto-origine della p.p.. La congiungente questo punto con il punto dal quale sono emesse le due p.s. dà la direzione della p.p. e, quindi, gli angoli φ_1, φ_2 formati dalla p.p. con le due p.s.. Si possono allora utilizzare le relazioni (6) e

$$P = p_1\cos\varphi_1 + p_2\cos\varphi_2\,, \tag{8}$$

esprimenti, al pari della (7), la conservazione della quantità di moto nel s.d.l..

Condizione di isotropia.

Se la condizione di isotropia è soddisfatta, la probabilità che nel s.p.p. le p.s. siano emesse formando con la p.p. un angolo compreso tra θ^* e $\theta^*+\mathrm{d}\theta^*$ è proporzionale all'angolo solido $\mathrm{d}\omega = 2\pi \sin\theta^* \cdot \mathrm{d}\theta^*$ ed è data da

$$F(\theta^*)\,\mathrm{d}\theta^* = \sin\theta^*\,\mathrm{d}\theta^* . \tag{9}$$

La determinazione di θ^* può essere ancora ricondotta alla misura di p_1, p_2, φ. Infatti si ha (fig. 5):

$$p_t = p_1 p_2 \sin\varphi / P , \tag{10}$$

e dal confronto con la (6) risulta

$$\sin\theta^* = (p_1 p_2 / p^* P) \sin\varphi . \tag{11}$$

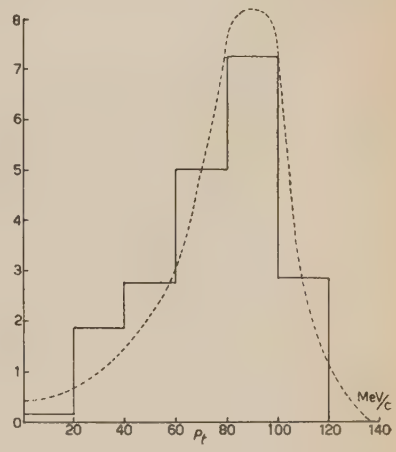

Fig. 6. – Rappresentazione grafica della probabilità (ricavata nell'ipotesi che vi siano solo due p.s.) che la componente trasversale del momento delle p.s. sia compresa tra p_t e $p_t+\mathrm{d}p_t$; modificata in base all'effetto degli errori di misura inerenti le determinazioni empiriche di p_t (curva tratteggiata). L'istogramma rappresenta la distribuzione (normalizzata) ricavata da ARMENTEROS *et al.* [35] in base a 20 eventi V_1^0.

FRETTER *et al.* [16] utilizzano la (9) per il controllo della condizione di isotropia. Altri Autori (per es. ARMENTEROS *et al.* [35, 36] preferiscono servirsi della distribuzione delle componenti trasversali dei momenti p_t

$$\mathcal{P}(p_t)\,\mathrm{d}p_t = (p_t/p^*)(p^{*2} - p_t^2)^{-\frac{1}{2}}\,\mathrm{d}p_t , \tag{12}$$

che si deduce immediatamente dalla (9) tenendo conto della (6). In tal caso, nelle misure eseguite in camera di Wilson con campo magnetico, i valori sperimentali di p_t si otterranno utilizzando le (10) e (7) e le misure dirette di p_1, p_2 e φ. Per un confronto corretto tra la distribuzione teorica (12) e la corrispondente distribuzione sperimentale, bisogna però tener conto dell'effetto degli errori di misura. In pratica le p_t vengono misurate con errori dell'ordine del 10%. Perciò alla curva di equazione (12) (che diverge per $p_t = p^*$) si deve sostituire, per il confronto con la distribuzione sperimentale, la curva (tratteggiata in fig. 6) che rappresenta la (12) modificata per tener conto degli errori detti.

Uso del parametro α.

Per analizzare l'isotropia di emissione delle p.s. ARMENTEROS *et al.* [35, 36] hanno suggerito un ulteriore metodo che si presta ad essere utilizzato anche

quando non si possano misurare i momenti p_1 e p_2. In esso si fa uso delle componenti longitudinali p_{1L}, p_{2L} dei momenti delle due p.s. nel s.d.l.. Tali componenti, deducibili mediante trasformazioni di Lorentz dalle analoghe componenti ($p^* \cos \theta^*$) nel s.p.p., risultano:

$$(13) \qquad \begin{cases} p_{1L} = Pp^* \cos \theta^*/M\beta + (P/2M^2)(M^2 + m_1^2 - m_2^2) \\ p_{2L} = Pp^* \cos \theta^*/M\beta + (P/2M^2)(M^2 + m_2^2 - m_1^2)\,, \end{cases}$$

dove

$$(14) \qquad \beta = P/\sqrt{P^2 + M^2}\,,$$

è la velocità della p.p.

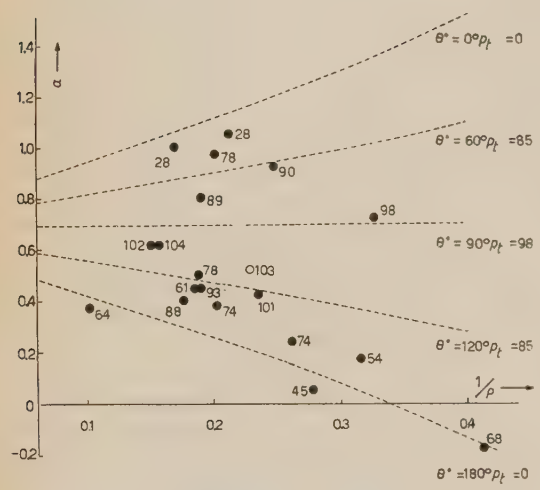

Fig. 7. – Rappresentazione del parametro α (cfr. (15), (15′), (15″)) in funzione dell'inverso $1/P$ del momento della p.p., per vari valori della componente trasversale p_t del momento delle p.s. (cfr. (18′), (6)). I punti sperimentali corrispondono a 20 disintegragrazioni V_1^0 osservate da ARMENTEROS *et al.*.

Posto:

$$(15) \quad \alpha = (p_{1L} - p_{2L})/(p_{1L} + p_{2L})\,,$$

dalla (13) si ricava:

$$(16) \quad \alpha = (m_1^2 - m_2^2)/M^2 + \\ + (2p^* \cos \theta^*/M)\sqrt{1 + (M/P)^2}\,.$$

Nell'ipotesi dell'isotropia questa relazione mostra che il valore medio $\overline{\alpha}$ del parametro α è dato dalla costante

$$(17) \quad \overline{\alpha} = (m_1^2 - m_2^2)/M^2\,,$$

giacchè in quell'ipotesi il valor medio del secondo termine della (17) deve essere nullo. Infatti, come si vede dalla (10), $\cos \theta^*$ assume con uguale probabilità ogni valore compreso tra -1 e $+1$.

Tenendo conto della (17), alla (16) si può dare la forma:

$$(18) \qquad \frac{(\alpha - \overline{\alpha})^2}{(2p^* \cdot \cos\theta^*/M)^2} - \frac{(1/P)^2}{(1/M)^2} = 1\,.$$

che per ogni valore di θ^* rappresenta l'equazione di una iperbole nel piano (α, $1/P$). Ciascuna di tali iperboli si può considerare come il luogo dei punti per cui è costante la componente del momento delle p.s., in quanto, come

indica la (6), questa resta fissata dalla scelta di θ^*. Nella fig. 7 sono rappresentate alcune di queste iperboli. Tra le due iperboli limiti, corrispondenti ai valori 0 e π di θ^*, debbono trovarsi, (uniformemente distribuiti per ogni valore di $1/P$, se la condizione di isotropia è soddisfatta) tutti i valori sperimentali di α.

Utilizzando la (6) e le relazioni (v. fig. 5)

$$p_{1L} = p_1 \cos \varphi_1 ; \qquad p_{2L} = p_2 \cos \varphi_2 , \tag{19}$$

alla (15) si può dare la forma:

$$\alpha = \sin (\varphi_1 - \varphi_2)/\sin \varphi , \tag{15'}$$

e si vede così che per determinare sperimentalmente α non occorre conoscere p_1 e p_2 purchè si possano misurare gli angoli φ_1, φ_2. Se le osservazioni sono fatte in campo magnetico, per determinare i valori di α può convenire invece far uso della espressione:

$$\alpha = (p_1^2 - p_2^2)/P^2 , \tag{15''}$$

che si ricava dalla (15) tenendo conto delle (8) e (19).

Osserviamo ancora che introducendo le (14) e (17) nella (16) si ottiene:

$$\alpha = \bar{\alpha} + (2p^*/M\beta) \cdot \cos \theta^* . \tag{20}$$

Poichè per la (10) $\cos \theta^*$ assume con uguale probabilità ogni valore compreso tra -1 e $+1$, questa formula mostra che i valori che si ottengono per α considerando un insieme di p.p. aventi la stessa velocità β debbono risultare uniformemente distribuiti con ampiezza $2p^*/M\beta$ intorno al valore medio $\bar{\alpha}$. La (20) è stata utilizzata da Fretter *et al.*, Leighton *et al.*, per il controllo della condizione di isotropia [16, 21].

Notiamo infine che dalle (15) e (17) si ricava: $\cos \theta^* = M\beta(\alpha - \bar{\alpha})/2p^*$ e poichè per la (16) è $\sin \theta^* = p_t/p^*$, si può scrivere:

$$\frac{(\alpha - \bar{\alpha})^2}{(2p^*/M\beta)^2} + \frac{p_t^2}{p^{*2}} = 1 . \tag{21}$$

che per ogni valore di β rappresenta nel piano (α, p_t) un'ellissi il cui centro e i cui semiassi dipendono solo dalle masse delle tre particelle (cfr. formule (5) e (17)). Due simili ellissi sono disegnate in fig. 8 per i due processi (1) e (2),

ammettendo che soltanto le due p.s. indicate in (1) e (2) siano emesse nella disintegrazione della p.p. e che i valori delle rispettive energie Q abbiano (in conformità con quanto per molti degli eventi è suggerito dai risultati sperimentali che riferirò tra breve) i valori $Q_1 = 37$ MeV e $Q_2 = 214$ MeV (*). Il confronto dei dati sperimentali con le ellissi (21) è stato suggerito ed utilizzato da THOMPSON [38, 39] nel modo che si vedrà tra breve.

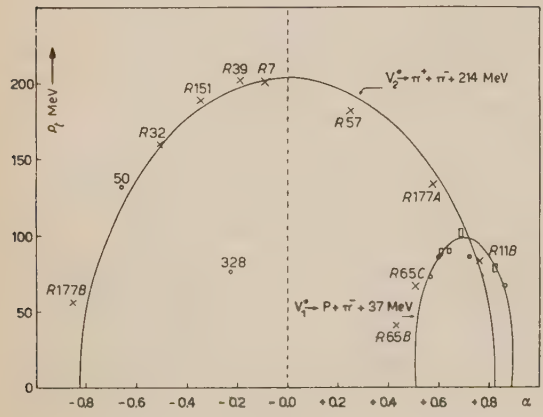

Fig. 8. – Rappresentazione grafica delle ellissi di equazione (21), per i due processi di decadimento indicati e per $\beta = 1$.

Confronto con i risultati sperimentali (**).

Nei casi in cui si riesce ad identificare il punto-origine della p.p., si può misurare l'angolo δ formato dalla direzione della p.p. con il piano delle due p.s. osservate. Nell'ipotesi che queste ultime siano le sole particelle emesse nella disintegrazione della p.p., sarà $\delta = 0$, dovendo sempre essere soddisfatta la *condizione di complanarità*. In linea di principio la distribuzione degli angoli δ dovrebbe dunque permettere di riconoscere se le p.s. sono due o più di due. Ma nel caso di p.p. molto veloci ($\beta \approx 1$) δ sarà comunque assai piccolo, perchè le p.s. risulteranno tutte proiettate fortemente in avanti nel s.d.l.. Per questa ragione conviene analizzare la distribuzione della quantità $\delta(P/M)$. Naturalmente il valore che si ottiene sperimentalmente per il fattore P/M dall'osservazione delle due p.s. cariche non è quello corretto se tra i secondari è presente anche una p.s. neutra. Ma se, in conformità con ciò che generalmente si ammette, quest'ultima non è più pesante di un pione, l'errore commesso non è tale (specie nel caso di eventi V_1^0) da pregiudicare l'applicabilità del metodo, perchè la componente longitudinale del momento della p.s. neutra è allora in media non maggiore di quella del pione secondario carico che figura in entrambi i processi (1) e (2).

(*) Corrispondentemente si ha: per il processo (1): $p^* = 99$ MeV/c; $M = 2\,182$ m_e; per il processo (2): $p^* = 203$ MeV/c; $M = 965$ m_e; avendo scelto [37] $m_\pi = 273$ m_e.

(**) Per ragioni di brevità si è omessa ogni descrizione degli apparati sperimentali impiegati nello studio degli eventi V^0. Il lettore troverà nelle rassegne [10] e [13] una illustrazione delle disposizioni sperimentali più tipiche utilizzate finora.

L'istogramma di fig. 9 dà (secondo BRIDGE *et al.* [31]; CIB, 21), la distribuzione sperimentale di $\delta(P/M)$, mentre per confronto sono riportate in figura le distribuzioni teoriche (normalizzate) calcolate da BRUECKNER e THOMPSON [40] per il decadimento in tre p.s. secondo i due schemi indicati. I risultati sperimentali di fig. 6 sono dedotti dall'analisi di 22 eventi che possono ritenersi del tipo V_2^0. L'ampiezza della distribuzione sperimentale di fig. 9 è quella che ci si deve aspettare sulla base degli errori di misura nell'ipotesi del decadimento in due sole p.s.; essa appare incompatibile con l'ipotesi di un decadimento in più di due p.s..

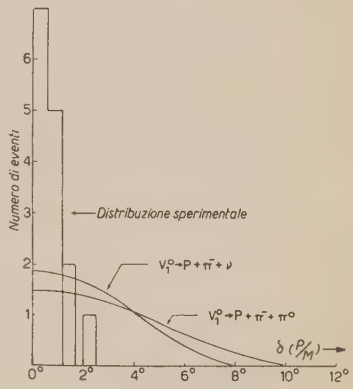

Fig. 9. – L'istogramma dà la distribuzione sperimentale della quantità $\delta(P/M)$ (cfr. testo) secondo BRIDGE *et al.* [31]. Le due curve danno le distribuzioni previste teoricamente da BRUECKNER e THOMPSON [40] per i processi di decadimento indicati.

La condizione di complanarità sembra soddisfatta anche in molti eventi di tipo diverso dai V_1^0. Per es. BARKER [41] analizza sette eventi del tipo V_2^0. Le p.p. responsabili di questi eventi sembrano anch'esse decadere (secondo lo schema (2)) in due sole p.s., risultando soddisfatta la condizione di complanarità.

Anche se alcuni autori [16, 21] non trovano, sulla base di simili analisi, altrettanta evidenza in favore della ipotesi che tutti gli eventi rappresentino il decadimento in due sole p.s., tuttavia i casi nei quali l'angolo δ è considerevole sono piuttosto sporadici e possono forse attribuirsi, almeno in parte, ad interazioni subite dalle p.p. prima di disintegrarsi oppure ad erronea identificazione del punto-origine (plausibile errore se la p.p. è stata creata, per es., in una interazione secondaria di bassa energia; cfr. FRETTER *et al.*, [16]).

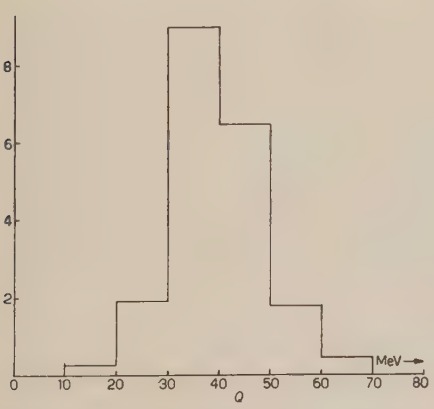

Fig. 10. – Distribuzione delle energie Q liberate in 20 disintegrazioni V_1^0 osservate da ARMENTEROS *et al.*.

Il controllo dell'*isotropia di emissione nel s.p.p.* è stato effettuato dai diversi autori confrontando i risultati sperimentali con una o più delle distribuzioni teoriche (9), (12), (16), (20), (21).

La distribuzione in p_t ottenuta da ARMENTEROS *et al.*, [10, 35] in base all'analisi di 20 eventi V_1^0 è riportata nell'istogramma di fig. 6. Il buon accordo con la distribuzione teorica (curva tratteggiata), costituisce una solida base all'ipotesi che gli eventi V_1^0 consistano nel

decadimento di p.p. neutre in due sole p.s. cariche secondo lo schema:

$$(1') \qquad V_1^0 \to P + \pi^- + Q_1 .$$

Se esiste un'unica particella responsabile degli eventi (1′) i valori ottenuti per l'energia Q_1 da un insieme di osservazioni debbono raggrupparsi intorno ad un unico valor medio. Questo è quanto suggerisce l'istogramma di fig. 10 relativo ai 20 eventi V_1^0 analizzati dal gruppo di Manchester [10, 35]. Il valore più plausibile di Q_1 secondo ARMENTEROS *et al.* è prossimo a 40 MeV, ma i numerosi risultati presentati al Congresso di Bagnères (raccolti in tabella, in CIB 258) conducono ad un valor medio di 37 MeV con un errore probabilmente minore di $\pm$ 2 MeV (*).

Anche il metodo delle iperboli (18) conduce a concludere che la condizione di isotropia nel s.p.p. è soddisfatta per la maggior parte degli eventi V_1^0 e che questi si possono interpretare come dovuti ad un unico p.p. che decade secondo lo schema (1′) con $Q_1 = 37$ MeV ($p^* = 99$ MeV/c). Si vede infatti dalla fig. 7 (disegnata per $p^* = 98$ MeV/c) che 18 su 20 punti sperimentali (ARMENTEROS *et al.*, CIB, 10) cadono nella regione compresa tra le due « iperboli limiti ». Nè molta importanza si può dare (data l'esiguità del numero di eventi) all'apparente prevalenza di punti nella regione sottostante la retta $\alpha = \bar{\alpha}$ ($\theta^* = 90°$; $p_t = p^*$) di fig. 7.

Diversamente dagli altri gruppi di ricercatori, il gruppo di Pasadena [21] trova però che solo l'80% circa degli eventi (1′) si possono interpretare come dovuti ad un'unica p.p. che disintegrando libera 37 MeV di energia. Il residuo 20% dei loro eventi (1′) indica infatti un Q prossimo a 75 MeV. Ciò è suggerito e dalla distribuzione delle energie Q che questi autori ricavano da 63 eventi, e dal confronto, fatto in fig. 11, tra la distribuzione sperimentale del parametro α e quella che ci si dovrebbe aspettare in base alla (20) e allo spettro delle velocità delle p.p. (spettro che si ricava direttamente dai dati degli autori, utilizzando la distribuzione dei momenti delle p.p. riportata nella fig. 13 di [21]) se tutti gli eventi fossero dovuti al decadimento di una stessa p.p..

Desidero infine richiamare l'evidenza sperimentale in favore dell'esistenza di p.p. che decadono secondo gli schemi (1′) e

$$(2') \qquad V_2^0 \to \pi^+ + \pi^- + Q_2 ,$$

con $Q_2 = (214 \pm 5)$ MeV, quale risulta dalle misure di Thompson *et al.* [38, 42] i cui risultati sono rappresentati dai punti della fig. 8. Si vede infatti che la

(*) Recentemente è stato riportato da FRIEDLANDER *et al.* [26] il valore $Q_1 = 36.9 \pm \pm .22$ MeV.

maggior parte di questi punti sono distribuiti sulle due ellissi disegnate per i processi indicati nella figura. Si noti però che qualcuno dei punti sperimentali (in particolare il punto 328) non può essere interpretato in base a nessuno dei due processi detti.

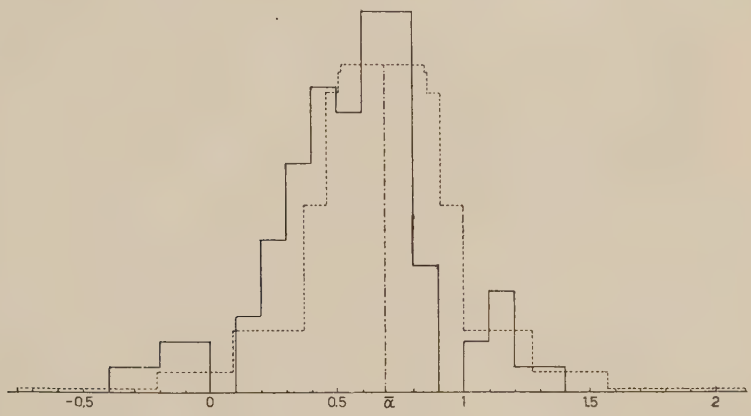

Fig. 11. – *Istogramma a tratto pieno*: Distribuzione sperimentale dei valori del parametro α per 45 eventi V_1^0 osservati da LEIGHTON *et al.* [21]. – *Istogramma tratteggiato*: Distribuzione di α ottenuta in base alla (20), tenendo conto dello spettro delle velocità β delle p.p., dedotto per il tramite della (14) dallo spettro sperimentale dei momenti (v. fig. 13 in [21]). I due istogrammi sono normalizzati alla stessa area (*).

In considerazione della notevole precisione delle misure di questi autori sembra difficile che si possa sfuggire alla necessità di ammettere l'esistenza di altre p.p. neutre oltre alle due particelle responsabili dei processi indicati.

Il superneutrone o particella Λ^0.

Si è visto che ad eccezione di LEIGHTON *et al.* ([21]; CIB 249 e segg.) i cui risultati indicano l'esistenza *anche* di una particella che disintegra secondo la (1′) con una liberazione di energia $Q = 75$ MeV, tutti gli autori trovano concordemente che gli eventi (1) si possono interpretare come dovuti al decadimento di un'unica particella secondo lo schema (1′), ove in (1′) si scelga $Q_1 = 37$ MeV. Questa particella di massa superneutronica, che tra le particelle pesanti neutre è quella attualmente meglio conosciuta, è stata battezzata, a Bagnères, col nome di «particella Λ^0». Le costanti che la caratterizzano sono riportate nella tabella I della successiva relazione del prof. DALLAPORTA.

A priori si deve ritenere che la particella Λ^0 possa decadere anche secondo

(*) Ringrazio il dott. G. CANDIAGO per aver compilato l'istogramma tratteggiato di fig. 11.

lo schema $\Lambda^0 \to n + \pi^0 + Q$ con $Q \approx 40$ MeV. L'esistenza di questo processo non ha però presentemente alcuna base sperimentale.

Un punto di notevole interesse riguarda la generazione delle particelle Λ^0 e si può precisare con questa domanda: per produrre una particella Λ^0 occorre l'energia necessaria per «creare» la sua massa di riposo, oppure basta una energia non inferiore a quella che esprime il suo eccesso di massa rispetto al nucleone? Se la risposta è favorevole alla seconda alternativa ciò vuol dire che uno dei nucleoni che partecipano all'interazione «si trasforma» in particella Λ^0, e quest'ultima si può allora considerare come uno stato eccitato del neutrone, nel senso espresso da FERRETTI [43] e riportato da J. G. WILSON ([13], pag. 104).

I risultati più recenti presentati a Bagnères sembrano nettamente favorevoli a questa seconda alternativa. M. SCHEIN ed i suoi collaboratori [20] esponendo lastre nucleari ad un fascio di pioni negativi di 227 MeV, prodotti nel ciclotrone di Chicago, hanno trovato infatti cinque esempi di eventi che sembra debbano interpretarsi come decadimento di particelle Λ^0 prodotte nell'interazione dei pioni stessi con i nuclei dell'emulsione. Il valore medio dell'energia Q che si libera nei cinque eventi è 35 ± 3 MeV, in ottimo accordo con il valore $Q = 37$ MeV riportato precedentemente. Inoltre il gruppo dell'École Polytechnique ha ottenuto al Pic-du-Midi un esempio di particella Λ^0 che è generata da un primario negativo di ~ 1 GeV [44] insieme con un pione neutro di circa 600 MeV/c, secondo lo schema:

$$\pi^- + P \to \Lambda^0 + \pi^0 . \tag{22}$$

Il bilancio energetico della reazione mostra che la particella incidente, nella sua interazione con un nucleo ha creato un π^0 ed ha eccitato un nucleone portandolo allo stato di particella Λ^0.

Ci sono poi i risultati recentemente ottenuti con il cosmotrone di Brookhaven. Lanciando pioni negativi da 1,5 GeV contro idrogeno (a pressione di 18 atmosfere, in camera a diffusione immersa in campo magnetico pulsato a 11 000 gauss) FOWLER, SHUTT, THORNDIKE e WHITTMORE hanno ottenuto [19] due esempi di interazioni del tipo illustrato nella fig. 12 e interpretabili secondo lo schema:

$$\pi^- + P \to \Lambda^0 + K^0 , \tag{23}$$

dove K^0 rappresenta un mesone neutro la cui massa, in base alle equazioni di conservazione, risulta di $1\,350 \pm 70\ m_e$. Naturalmente i teoremi conservativi implicano soltanto che insieme con la particella Λ^0 sia emessa *almeno un'altra* particella, mentre scrivendo la (23) si è ammesso che sia emessa *solo un'altra particella*. Ma se il processo (23) è corretto la conservazione dello spin implica che la particella K^0 abbia spin intero.

A proposito della particella Λ^0 c'è un altro punto notevole che riguarda l'apparente contraddizione tra la rilevante probabilità di produzione e l'elevata vita media di questa particella. Si noti infatti che se una particella Λ^0 viene generata singolarmente nell'interazione, per esempio, di un pione negativo con un protone, la reazione corrispondente:

$$P + \pi^- \rightarrow \Lambda^0 ,$$

rappresenta il processo inverso del decadimento $\Lambda^0 \rightarrow P + \pi^-$. Ora, se in conformità con quanto suggeriscono i risultati sperimentali si interpreta la particella Λ^0 come uno stato eccitato del neutrone, si trova (cfr. SACHS [46]) che la vita media di questo stato eccitato per emissione di un pione di momento p dovrebbe essere dell'ordine di $\hbar/pc$, ossia di $10^{-22} \div 10^{-23}$ s. Questo valore è in netta contraddizione con il valore sperimentale della vita media della particella Λ^0 che, in base ad un'analisi delle misure più attendibili [16, 31, 47, 48] risulta, secondo PAGE ([48, 49]; v. anche CIB 251) (*).

$$\tau = (3{,}3\ ^{+0{,}9}_{-0{,}5})\ 10^{-10}\ \text{s} .$$

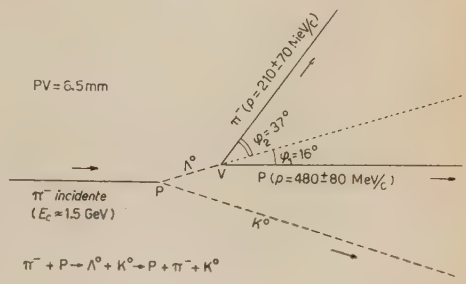

Fig. 12. – Riproduzione schematica di un'interazione ottenuta con il cosmotrone di Brookhaven [45]: Un pione negativo da 1,5 GeV interagisce in P con un protone. Nell'interazione si ha produzione simultanea di una particella Λ^0 (che nel punto V subisce il tipico decadimento in un protone e in un pione negativo) e di un mesone neutro k^0 la cui direzione e la cui massa ($1\,350 \pm 70$ m_e) si deducono dai principi conservativi utilizzando i dati (ricavati direttamente dalla fotografia stereoscopica dell'evento) indicati in figura. La particella Λ^0 ha vissuto $4 \cdot 10^{-11}$ s prima di disintegrare in V e la particella k^0 almeno $4 \cdot 10^{-10}$ s (non essendo disintegrata entro la regione visibile della camera a diffusione).

Questa grave contraddizione, che si traduce in una palese mancanza di reversibilità tra produzione e disintegrazione della particella Λ^0, è stata investigata teoricamente da SACHS [46], SCHIFF [51] e PAIS [52]. Quest'ultimo ha mostrato in particolare che la difficoltà può essere superata, pur restando nell'ambito degli usuali schemi di interazione, purchè si ammetta che insieme con la particella Λ^0 venga sistematicamente generata un'altra particella pesante instabile. I risultati sperimentali cui sopra si è accennato possono essere effettivamente invocati a sostegno di questa ipotesi (**). Ma non è possibile escludere, allo stato attuale della nostra

(*) Più recentemente GAYTHER ha trovato [50]: $\tau = (4.0^{+3.7}_{-1.2}) \cdot 10^{-10}$ s.

(**) Secondo notizie recenti (Novembre 1953; [53]) a Brookhaven dispongono ora di almeno sei esempi sicuri di eventi V (dei quali quattro V^0) prodotti bombardando idrogeno con pioni da 1,5 GeV ottenuti dal cosmotrone. Dei quattro esempi sicuri di generazione di V^0, due sono del tipo illustrato in fig. 12, mentre gli altri due rappresen-

conoscenza, che la produzione di particelle Λ^0 singole sia possibile, magari sporadicamente.

Contributi ai problemi connessi con la produzione della particella Λ^0 sono stati apportati (*) da BALLAN *et al.* [55], DEUTSCHMANN [56], REYNOLDS *et al.* [18] sperimentando con raggi cosmici; da BERNARDINI *et al.* [57], COCCONI *et al.* [58] sperimentando ancora con macchine acceleratrici. Il mancato successo nei tentativi di questi ultimi autori di ottenere eventi V^0 per interazioni di quanti γ di alta energia con nuclei di Al [33], C e Pb [58], ha permesso di assegnare un limite superiore alla sezione d'urto relativa a questo processo; limite che risulta al più dell'ordine del millesimo della corrispondente sezione d'urto per produzione di pioni.

È opportuno ricordare, infine, che alcuni autori [59-61] osservando lastre fotografiche esposte alla radiazione cosmica, hanno trovato qualche esempio di frammento nucleare, emesso da una stella e contenente probabilmente una particella Λ^0. Più precisamente in questi casi si osserva, alla fine della traccia del frammento, una piccola stella che può essere interpretata come dovuta al decadimento di una particella Λ^0 contenuta nel frammento medesimo. C'è, per esempio, un evento [59] che può essere interpretato come dovuto alla reazione

$$^7\mathrm{Li} \rightarrow {}^6\mathrm{Li} + \mathrm{P} + \pi^- + (28 \pm 4)\ \mathrm{MeV}\ .$$

Se ora si ammette che l'energia di legame di una particella Λ^0 in un nucleo di litio sia uguale a quella del neutrone, l'energia liberata nella precedente reazione è in ottimo accordo con l'ipotesi che nel frammento nucleare ^{7}Li fosse effettivamente presente una particella Λ^0.

Gli eventi V_2^0 e la particella θ^0.

Vi sono ormai esempi numerosissimi — ottenuti da vari gruppi di ricercatori [38, 39, 41, 42, 62-69] — di eventi dovuti a disintegrazioni di particelle pesanti neutre diverse dalle particelle Λ^0. Alcuni autori hanno genericamente indicato col simbolo V_2^0 tutti gli eventi diversi dai V_1^0, mentre altri hanno usato il simbolo V_2^0 solo per i processi del tipo (2). Comunque, se si considera un certo insieme di eventi — che diremo appunto V_2^0 — interpretabili secondo lo schema di decadimento (2), si è portati a domandarsi, come nel caso degli

tano la produzione simultanea di particelle Λ^0 e θ^0 (v. appresso) secondo lo schema $\pi^- + \mathrm{P} \rightarrow \Lambda^0 + \theta^0$. I risultati di Brookhaven hanno permesso anche di stabilire che la sezione d'urto per questi processi è dell'ordine del millibarn.

(*) V. anc e R. GATTO [54].

eventi (1), se solo due p.s. (cariche) vengono emesse nella disintegrazione e se l'energia Q_2 che si libera nel processo

$$(2') \qquad V_2^0 \rightarrow \pi^+ + \pi^- + Q_2 ,$$

ha un valore unico.

Gli argomenti in base ai quali si può dare una risposta a questi quesiti sono naturalmente gli stessi già utilizzati a proposito degli eventi V_1^0: complanarità, isotropia di emissione nel s.p.p., distribuzione intorno ad un valore unico Q_2, ecc.

L'analisi dei risultati sperimentali, selezionati in modo da avere presumibilmente solo eventi del tipo (2′), conduce a ritenere che molti di questi eventi si possono effettivamente interpretare come dovuti al decadimento di una stessa p.p. cui, a Bagnères, è stato dato il nome di particella θ^0.

Probabilmente l'argomento più solido in favore dell'esistenza della particella θ^0 deriva dalle accurate misure di THOMPSON *et al.* [38, 42]. Se si analizzano i risultati di queste misure con il metodo delle ellissi di equazione (21), si vede infatti (fig. 8) che esiste un certo numero di eventi che, interpretati in base allo schema di decadimento (2′), conducono sistematicamente a valori di Q_2 in accordo (entro gli errori di misura) con il valore $Q_2 = 214 \pm 5$ MeV. A sostegno dell'esistenza della particella θ^0 esistono anche altri argomenti quali quelli presentati al Congresso di Bagnères dal gruppo di Manchester (BARKER [41]), dal gruppo dell'École Polytechnique (GREGORY [32]) e da altri. La concordanza tra le osservazioni dei vari gruppi non è però sempre soddisfacente: così, per esempio il valore di Q_2 secondo il gruppo di Manchester è sensibilmente minore di quello riportato da THOMPSON. Ma non si può escludere che la mancanza di un accordo migliore tra i risultati di autori diversi debba talvolta attribuirsi ad erronea inclusione di eventi diversi da quelli prodotti dalla disintegrazione di particelle θ^0.

Per quanto la particella θ^0 non sia ancora così ben conosciuta come la particella Λ^0, essa si può già qualificare come una « particella sicura ». Se ne conosce approssimativamente la vita media, che è due o tre volte minore (*) di quella della particella Λ^0 (cfr. ASTBURY [64, 65, 70]); se ne conosce pure la massa che è di 965 ± 10 m_e ossia uguale, entro gli errori di misura, a quella del mesone τ (cfr. tabella I della relazione successiva). L'evidenza sperimentale in favore del processo $\pi^- + P \rightarrow \Lambda^0 + \theta^0$ induce infine a ritenere che il suo spin debba essere intero. Se si esclude che entrambi i secondari siano di mesoni μ [32] si è così portati a concludere che la particella θ^0 decade effettivamente in due pioni di segno opposto.

(*) Recentemente GAYTHER ha trovato [54]: $\tau = (1.2^{+.5}_{-.3}) \cdot 10^{-10}$ s.

Altre particelle pesanti neutre.

È quasi certo che per spiegare l'insieme di fatti sperimentali non bastano le due particelle pesanti neutre di cui si è parlato finora. In effetti si hanno indicazioni numerose, per quanto spesso un po' vaghe ed incerte, sull'esistenza di varie altre particelle (v. tabella I della successiva relazione del prof. DALLAPORTA) (*).

Della particella che, come la Λ^0, decade secondo lo schema $V_1^0 \rightarrow P + \pi^- + Q$, però con $Q = 75$ MeV, ho già detto che tutto ciò che si sa è quel che è stato trovato a Pasadena, dal gruppo di ANDERSON e dei suoi collaboratori [21]. Qui posso aggiungere che nei mesi successivi al Congresso di Bagnères la situazione è rimasta invariata per ciò che concerne questa ipotetica particella.

C'è poi qualche sporadico esempio di evento V_1^0 che per essere interpretato come il decadimento di una p.p. in due sole p.s. (un protone ed un pione negativo) richiede che sia $Q \approx 20$ MeV.

Similmente alcuni degli eventi $V_2^0 \rightarrow \pi^+ + \pi^- + Q$ non si possono interpretare come dovuti al decadimento di particelle θ^0 perchè in vari casi l'energia Q è nettamente inferiore a 214 MeV (a titolo di esempio v. il punto indicato come 328 in fig. 8). Più precisamente sembra che questi eventi « anomali » si possano raggruppare in due classi, ciascuna costituita da un insieme di eventi prodotti da una stessa p.p.. Occorre assumere rispettivamente, allora: $Q = 60$ MeV e $Q = 120$ MeV (**).

Ancora ad eventi del tipo $V_2^0 \rightarrow \pi^+ + \pi^- + Q$, ma con un'energia Q di pochi MeV, darebbe luogo l'ipotetica particella ζ^0 introdotta da DANYSZ *et al.* [71] per interpretare l'apparente associazione in direzione e in energia, notata per una frazione dei pioni emessi nelle disintegrazioni nucleari osservate con lastre fotografiche. È stato suggerito da BRUECKNER e WATSON [72] che questa apparente associazione (riscontrata anche da COSYNS [59], MEY e PICKUP [79] ma non da altri autori [27, 71, 74]) possa essere spiegata come conseguenza di un'interazione tra coppie di pioni: la situazione è ancora aperta e occorre

(*) Il prof. C. A. ANDERSON — che qui desidero ringraziare espressamente — mi ha comunicato recentemente (Maggio 1954) che egli ed i suoi collaboratori dispongono ora di un certo numero di eventi del tipo (2) i quali, nell'ipotesi che i due pioni carichi siano le sole p.s., conducono a valori di Q compresi tra 40 e 90 MeV. È plausibile che questi eventi rappresentino in realtà il decadimento di una p.p. neutra in tre p.s. (due mesoni π o μ carichi ed una particella neutra).

(**) Queste affermazioni vanno ora in parte modificate nel modo suggerito dai risultati più recenti cui si fa cenno nella nota a piè della pagina precedente. In particolare si deve prendere in considerazione la possibilità che alcuni degli eventi « anomali » siano prodotti dalla disintegrazione di mesoni τ^0, secondo lo schema $\tau^0 \rightarrow \pi^+ + \pi^- + \pi^0 + Q$, dove $Q = 79$ MeV se i mesoni τ^0 e $\tau^\pm$ hanno la stessa massa (965 m_e).

evidentemente nuovo materiale sperimentale per poter decidere la... sorte della particella ζ^0.

Occorre infine dire che per alcuni degli eventi non interpretabili secondo gli schemi (1) e (2) sembra necessario dover considerare un processo del tipo

$$V_3^0 \to \tau^{\pm} + \pi^{\mp} + Q\,,$$

con un'energia Q prossima a 60 MeV (*).

BIBLIOGRAFIA (**)

[1] L. Leprince-Ringuet e M. Lhéritier: *Compt. Rend.*, **219**, 618 (1944).
[2] G. D. Rochester e C. C. Butler: *Nature, Lond.*, **160**, 855 (1947).
[3] R. H. Brown, U. Camerini, P. H. Fowler, M. Muirhead, C. F. Powell e D. H. Ritson: *Nature*, **163**, 82 (1949).
[4] C. O'Ceallaigh: *Phil. Mag.*, **42**, 1032 (1951).
[5] E. Amaldi, C. D. Anderson, P. M. S. Blackett, W. B. Fretter, L. Leprince-Ringuet, B. Peters, C. F. Powell, C. D. Rochester, B. Rossi e B. W. Thompson: *Nuovo Cimento*, **11**, 213 (1954); *Nature*, **173**, 123 (1954).
[6] C. C. Butler: *Progress in Cosmic Ray Physics*, I (Amsterdam, 1951), p. 105.
[7] L. Leprince-Ringuet: *Ann. Rev. of Nucl. Science*, **3**, 39 (1953).
[8] C. F. Powell: *Rep. Proc. Phys.*, **13**, 350 (1950).
[9] C. F. Powell: *Proc. Roy. Soc.*, A **221**, 278 (1954).
[10] G. D. Rochester e C. C. Butler: *Rep. Prog. Phys.*, **16**, 364 (1953).
[11] G. D. Rochester e W. G. V. Rosser: *Rep. Prog. Phys.*, **14**, 227 (1951).
[12] B. Rossi: CIB 259.
[13] J. G. Wilson: *Progress in Cosmic Ray Physics*, II (Amsterdam, 1954), p. 55.
[14] A. J. Seriff, R. B. Leighton, C. Hsiao, E. W. Cowan e C. D. Anderson: *Phys. Rev.*, **78**, 290 (1950).
[15] D. D. Millar: *Proc. Roy. Soc.*, A **221**, 412 (1954).
[16] W. B. Fretter, M. M. May e M. P. Nakada: *Phys. Rev.*, **89**, 168 (1953).
[17] M. Deutschmann: *Zeits. Naturfor.*, **7a**, 142 (1952).
[18] G. T. Reynolds: CIB 42.
[19] W. B. Fowler, R. P. Shutt, A. M. Thorndike e W. L. Whittemore: *Phys. Rev.*, **90**, 1126 (1953).

(*) Al recente Congresso di Padova il dott. Astbury ha presentato alcuni esempi di eventi V_3^0; insieme ad una raccolta degli eventi V^0 anomali, ottenuti fino all'Aprile 1954 nei vari laboratori.

(**) Per completezza sono stati inclusi nella lista bibliografica anche articoli non citati esplicitamente nel testo. Ad eccezione di [1, 3, 4, 33, 37], tutti i lavori elencati riguardano le nuove particelle instabili *neutre*. L'elenco non contiene che poche citazioni di lavori teorici; ma l'autore si scusa anche per l'eventuale involontaria omissione di qualche lavoro sperimentale. L'abbreviazione CIB è spiegata a piè di pag. 36.

[20] M. Schein, D. Haskin, R. Glasser, F. Fainberg e K. Brown: CIB 166.
[21] R. B. Leighton, S. D. Wanlass e C. D. Anderson: *Phys. Rev.*, **89**, 148 (1953).
[22] V. D. Hopper e S. Biswas: *Phys. Rev.*, **80**, 1099 (1950).
[23] E. Amaldi: CIB 176.
[24] A. Bonetti, R. Levi Setti e B. Locatelli: CIB 171.
[25] C. Crussard e D. Morellet: CIB 180; *Compt. Rend.*, **236**, 64 (1953).
[26] M. W. Friedlander, D. Keefe, M. G. K. Menon e M. Merlin: *Phil. Mag.*, **45**, 533 (1954).
[27] D. Lal, Yash Pal e B. Peters: *Phys. Rev.*, **92**, 438 (1952); *Proc. Ind. Acad. Sci.*, **36**, 75 (1952).
[28] B. Peters: CIB 173.
[29] M. Teucher: CIB 172.
[30] M. Yasin: CIB 169; *Phil. Mag.*, **45**, 413 (1954).
[31] H. S. Bridge, C. Peyrou, B. Rossi e R. Safford: *Phys. Rev.*, **91**, 362 (1953).
[32] B. P. Gregory: CIB 241.
[33] J. Blaton: *Dan. Mat. Fys. Medd.*, **24**, n. 20 (1950).
[34] J. Podolansky e R. Armenteros: *Phil. Mag.*, **45**, 13 (1954).
[35] R. Armenteros: CIB 16.
[36] R. Armenteros, K. H. Barker, C. C. Butler e A. Cachon: *Phil. Mag.*, **42**, 1113 (1951).
[37] F. M. Smith, W. Birnbaum e W. H. Barkas: *Phys. Rev.*, **91**, 765 (1953).
[38] R. W. Thompson, A. V. Burskirk, H. O. Cohn, C. J. Karzmark e R. M. Rediker: CIB 30.
[39] R. W. Thompson, H. O. Cohn e R. S. Flum: *Phys. Rev.*, **83**, 175 (1951).
[40] K. A. Brueckner e R. W. Thompson: *Phys. Rev.*, **87**, 390 (1952).
[41] K. H. Barker: CIB 35.
[42] R. W. Thompson, A. V. Burskirk, L. R. Etter, C. F. Karzmark e R. M. Rediker: *Phys. Rev.*, **90**, 329 e 1122 (1953).
[43] B. Ferretti: *Congresso di Bristol*, 1951.
[44] W. B. Fretter, B. P. Gregory, R. Johnston, A. Lagarrigue, H. Meyer, F. Muller e C. Peyrou: CIB 26.
[45] W. B. Fowler, R. P. Shutt, A. M. Thorndike e W. L. Whittemore: *Phys. Rev.*, **91**, 1287 (1953).
[46] R. G. Sachs: *Phys. Rev.*, **84**, 305 (1951).
[47] W. L. Alford e R. B. Leighton: *Phys. Rev.*, **90**, 622 (1953).
[48] D. I. Page: CIB 54.
[49] D. I. Page e J. A. Newth: *Phil. Mag.*, **45**, 38 (1954).
[50] D. B. Gayther: *Phil. Mag.*, **45**, 570 (1954).
[51] L. I. Schiff: *Phys. Rev.*, **85**, 374 (1952).
[52] A. Pais: *Phys. Rev.*, **86**, 663 (1952).
[53] W. B. Fowler, R. P. Shutt, A. M. Thorndike e W. L. Whittemore: *Phys. Rev.*, **93**, 861 (1954).
[54] R. Gatto: *Nuovo Cimento*, **11**, 445 (1954).
[55] J. Ballam, D. R. Harris, A. L. Hodson, R. R. Rau, G. T. Reynolds, S. B. Treiman e M. Vidale: *Phys. Rev.*, **91**, 1019 (1953).
[56] M. Deutschmann: CIB 48.
[57] G. Bernardini e E. Segrè: *Proc. Roy. Soc.*, A **221**, 413 (1954).
[58] G. Cocconi e A. Silverman: *Phys. Rev.*, **84**, 1062 (1951).
[59] M. G. E. Cosyns: *Nuovo Cimento*, **6**, 397 (1949).
[60] M. Danysz e J. Pniewski: *Phil. Mag.*, **44**, 348 (1953).

[61] D. A. Tidman: *Phil. Mag.*, **44**, 350 (1953).
[62] R. Armenteros, K. H. Barker, C. C. Butler, A. Cachon e A. M. Chapman: *Nature, Lond.*, **167**, 501 (1951).
[63] R. Armenteros, K. H. Barker, C. C. Butler, M. S. Coates e M. G. Sowerby: *Phil. Mag.*, **44**, 861 (1953).
[64] J. P. Astbury: CIB 52.
[65] J. P. Astbury, J. S. Buchanan, G. D. James, D. D. Millar, J. A. Newth, D. J.Page, A. B. Sahiar e A. Rytz: *Phil. Mag.*, **44**, 352 (1953).
[66] K. H. Barker: *Proc. Roy. Soc.*, A **221**, 328 (1954).
[67] H. S. Bridge e B. Rossi: CiIB 21, 40.
[68] W. B. Fretter: CIB 239.
[69] J. A. Newth: CIB 57.
[70] J. P. Astbury: *Congresso di Padova*, Aprile 1954.
[71] M. Danysz, W. O. Lock e G. Yekutieli: *Nature*, **169**, 364 (1952).
[72] K. A. Brueckner e K. M. Watson: *Phys. Rev.*, **87**, 621 (1952).
[73] J. Y. Mey e E. Pickup: *Phys. Rev.*, **86**, 796 (1952).
[74] M. F. Kaplon e D. M. Ritson: *Phys. Rev.*, **87**, 664 (1952).

ALTRE INDICAZIONI BIBLIOGRAFICHE

E. J. Althaus: *Phys. Rev.*, **83**, 896 (1951).
E. Amaldi, C. Castagnoli, G. Cortini e A. Manfredini: *Nuovo Cimento*, **10**, 1351 (1953).
C. Ballario, B. Brunelli e D. Zavattini: CIB 28.
K. H. Barker, R. D. Sard e M. G. Sowerby: *Phil. Mag.*, **44**, 46 (1952).
H. S. Bridge e M. Annis: *Phys. Rev.*, **82**, 445 (1951).
H. S. Bridge, H. Courant e B. Rossi: *Phys. Rev.*, **85**, 159 (1952).
R. R. Daniel, J. H. Davies, J. H. Mulvey e D. K. Perkins: *Phil. Mag.*, **43**, 753 (1952).
B. Dayton e D. Willard: *Phys. Rev.*, **91**, 348 (1953).
R. J. Finkelstein: *Phys. Rev.*, **88**, 555 (1592).
R. L. Garwin: *Phys. Rev.*, **90**, 274 (1953).
C. J. Karzmark, R. W. Thompson e H. O. Flum: *Phys. Rev.*, **86**, 591 (1952).
R. B. Leigthon, S. D. Wanlass e W. L. Alford: *Phys. Rev.*, **83**, 843 (1951).
C. B. A. Mc Cusker e D. D. Millar: *Nuovo Cimento*, **8**, 289 (1951).
D. D. Millar: CIB 30.
A. H. Rosenfeld e S. B. Treiman: *Phys. Rev.*, **92**, 727 (1953).
V. D. Walker e N. M. Duller: *Phys. Rev.*, **90**, 320 (1953).

VII

Particelle pesanti cariche.

N. DALLAPORTA

Istituto di Fisica dell'Università - Padova
Istituto Nazionale di Fisica Nucleare - Sezione di Padova

Il panorama generale delle particelle pesanti cariche della radiazione cosmica, come del resto quello delle particelle pesanti neutre, è, al pari di tutti i campi nuovi della Fisica nei quali si lavora molto intensamente, così rapidamente variabile in funzione dei nuovi risultati che si vanno accumulando, da rendere quasi necessarie delle frequenti messe a punto riassuntive del problema; ed ora tanto maggiormente che il recente Congresso di Bagnères-de-Bigorre, dedicato ad essi, ha fornito una quantità di dati nuovi che hanno non poco alterato il quadro finora conosciuto.

Come elemento più caratteristico, si può forse dire che, mentre finora parlando di particelle pesanti cariche, si intendeva riferirsi quasi esclusivamente a particelle di circa 1000 m_e, ora invece lo spettro delle masse scoperte si è notevolmente esteso. È quindi opportuno anche in questo caso procedere a classificare i dati secondo la nuova nomenclatura proposta, che consiste nel suddividere tutte le particelle nei tre tipi fondamentali di:

1) particelle o mesoni L con massa inferiore o uguale a quella del mesone π, praticamente quindi per ora solo il mesone μ e il mesone π;
2) particelle o mesoni K con masse intermedie tra quella del mesone π e del nucleone;
3) particelle Y o iperoni con masse superiori a quella del nucleone, e per ora praticamente inferiore a quella del deutone.

È ovvio che una tale suddivisione può non avere soltanto un valore fenomenologico di riferimento alle masse delle particelle meglio conosciute, ma può anche indicare, tra particelle K ed Y, una profonda differenza di funzione fisica.

Passeremo qui brevemente in rivista i dati concernenti le varie specie di particelle K ed Y cariche finora scoperte. Fenomenologicamente, una specie di particelle si differenzia dalle altre mediante la modalità del suo decadimento o il valore della sua massa. La determinazione di questa d'altronde non è in genere sufficientemente precisa per permetterci di decidere, se dati due diversi tipi di decadimento di particelle con massa assai vicina, si tratti della stessa particella che decade con due modalità diverse, o effettivamente di due particelle diverse con masse circa uguali. Per tale ragione si assume convenzionalmente allo stato attuale che ogni tipo di decadimento contrassegni una particella, e dobbiamo quindi cominciare con l'esaminare tali dati per distinguere i vari tipi.

Particelle K.

Iniziando dalle particelle K, diremo che l'unica modalità di decadimento finora nota, caratteristica ed inconfondibile anche se non molto frequente (ve ne sono attualmente una ventina di esempi) è quella del mesone τ, che si disintegra in tre particelle, che risultano complanari quando il τ decade in fine percorso come avviene sempre quando l'evento si osserva nelle lastre; sono inoltre stati osservati un paio di τ in camera di Wilson che si disintegrano in volo. Risulta pressochè sicuro dall'analisi di vari autori [1] che le tre particelle secondarie sono tutti mesoni π:

$$\tau \rightarrow 3\pi \, .$$

Dall'assenza di particelle neutre nella disintegrazione e dall'applicazione dei teoremi di conservazione, è possibile determinare con grande esattezza la massa del τ, ed il suo Q valore, che risultano oggi i meglio conosciuti di tutte le particelle pesanti (vedi tab. I).

In tutti gli altri casi, di gran lunga i più frequenti (ve ne sono per ora in complesso tra lastre e camere Wilson oltre 200) il decadimento avviene coll'emissione di una sola particella carica e di un numero spesso imprecisato di particelle neutre. Si è convenuto, adottando la terminologia finora parzialmente in uso di chiamare in ogni caso evento V un tale decadimento che avvenga in volo, e evento S, quando esso avvenga in fine percorso della particella pesante. Nella camera di Wilson son ben noti i due tipi di eventi, il primo avvenendo nel gas della camera, il secondo nei setti assorbenti posti in essa; nelle lastre invece, la quasi totalità dei decadimenti dei K che non siano dei τ, sono visti come eventi S.

[1] M. Ceccarelli, N. Dallaporta, M. Merlin e A. Rostagni: *Nature*, **170**, 454, 1952); E. Amaldi, G. Baroni, C. Castagnoli, G. Cortini e A. Manfredini: *Nuovo Cimento*, **10**, 937 (1953).

Si può considerare ormai accertato che un solo tipo di particella e di decadimento non è sufficiente per rendere conto di tutti gli eventi V ed S osservati, sicchè per spiegarli sono stati proposti diversi schemi. Viceversa, non è sempre possibile assegnare con sicurezza all'uno o all'altro di tali schemi un dato evento osservato. Ne segue che, pure considerando alcuni di tali schemi come sicuri, ed altri come molto probabili, non è in generale possibile fare una statistica dettagliata degli eventi che seguono l'uno o l'altro di essi e per ora bisogna spesso accontentarsi ai fini statistici di considerarli tutti in blocco.

TABELLA I.

Genere	Nome e reazione	M_{sper}	E_{cin}	Q	M_{calc}	τ (s)	Aspetto Lastre	Aspetto Wilson
L	$\mu^{\pm} \to e^{\pm} + \nu + \nu$	$207{,}0 \pm 0{,}4$	$< 52{,}5$	105,3	—	$2{,}15 \cdot 10^{-6}$	—	—
	$\pi^{0} \to \gamma + \gamma$	$263{,}7 \pm 0{,}9$	—	134,7	—	$\sim 5 \cdot 10^{-15}$	—	—
	$\pi^{+} \to \mu^{+} + \nu$	$273{,}4 \pm 0{,}2$	4,1	33,9	—	$2 \cdot 55 \cdot 10^{-8}$	—	—
	$\pi^{-} \to \mu^{-} + \nu$	$272{,}5 \pm 0{,}3$	4,0	33,5	—		—	—
K ?	$\zeta^{\pm} \to \pi^{\pm} + \pi^{0}$	—	—	2	541	$\sim 2 \cdot 10^{-11}$	V	—
	$\tau \to 3\pi$	—	$< 50{,}2$	75,3	967	$\sim 10^{-9}$	—	—
	$\theta^{0} \to \pi^{+} + \pi^{-}$	—	—	214	965	$\sim 1 \cdot 10^{-10}$	—	V_{04}
	$\varkappa^{\pm} \to \mu^{\pm} + \nu + \nu$	960 ± 18	< 150	—	966		$S^{\pm}$	$V^{\pm}$
?	$\chi^{\pm} \to \pi^{\pm} + \gamma$	990 ± 70	116	330	919	$\sim 10^{-9}$	$S^{\pm}$	$V^{\pm}$
?	$*\chi^{\pm} \to \pi^{\pm} + \pi^{0}$	922 ± 40	116	235	995		$S^{\pm}$	$V^{\pm}$
Y	$\Lambda^{0} \to P + \pi^{-}$	—	—	37,2	2175	$3{,}3 \cdot 10^{-10}$	V	V_{1}^{0}
	$\Lambda^{+} \to N + \pi^{+}$	—	—	~ 40	2200	—	—	$V^{\pm}$
	$Y^{\pm} \to N + \pi^{\pm}$	2200 ± 500	107	129	2365	$\sim 4 \cdot 10^{-11}$	SV	$V^{\pm}$
	$Y^{+} \to P + \pi^{0}$	2200 ± 500	18,5	114	2325	—	SV	$V^{\pm}$
	$*Y^{\pm} \to \Lambda^{0} + \pi^{\pm}$	—	—	~ 60	2570	—	—	$V^{\pm}$
sospette	$*\theta_{0}'' \to \pi^{+} + \pi^{-}$	—	—	~ 60	665	—	—	V_{02}
?	$*\theta_{0}' \to \pi^{+} + \pi^{-}$	—	—	~ 120	780	—	—	V_{02}
?	$\eta_{0} \to \varkappa^{\pm} + \pi^{\mp}$	—	—	~ 60	1356	—	—	V_{03}
?	$Y_{0}' \to P + \pi^{-}$	—	—	~ 20	2150	—	—	V_{01}
?	$*Y_{0}' \pm P + \pi^{-}$	—	—	~ 75	2255	—	—	—

Per quanto riguarda la misura della massa ci si deve quasi esclusivamente attenere ai risultati delle lastre. Non potendo ora, per la presenza di particelle neutre nella disintegrazione, valersi solo dei teoremi di conservazione come nel caso dei τ, le masse si devono ricavare da misure dirette sulla particella primaria stessa, che dànno valori molto meno precisi. Una recente revisione delle determinazioni delle masse e di tutti i K osservati [2] indipendentemente dalla loro modalità di decadimento spesso imprecisata, mostra in modo con-

[2] *Cosmic Ray Conference*, Bagnères-de-Bigorre, Luglio 1953.

corde per i vari autori che tale massa è alquanto inferiore a quanto fino allora era ritenuto e assai poco discosta dal valore di 1 000 m_e, cioè dal valore stesso di quella del τ.

Per quanto riguarda la natura del secondario, vi sono alcuni eventi nelle lastre in cui tale secondario si identifica con certezza con un mesone μ (3); tali mesoni μ hanno energie diverse, il che sembra indicare un decadimento in almeno 3 particelle. Ciò è confermato d'altronde per gran parte dei casi osservati in camera di Wilson, nei quali il secondario non sembra interagire nei setti assorbenti che attraversa.

In altri casi invece delle lastre, appare piuttosto probabile che il secondario sia un mesone π (3); ed in questi casi, l'energia di tale secondario appare essere più o meno la stessa, il che sarebbe a favore di un decadimento in due particelle. In camera di Wilson, vi è almeno un caso (4) di una V il cui secondario interagisce con un setto assorbente interposto.

Sulla base della evidenza precedente, sono stati proposti i seguenti schemi di decadimento:

b) Un K si disintegra in un mesone μ e due particelle neutre. Alla particella che soggiace a questo schema di decadimento si dà il nome di $\varkappa$:

$$\varkappa \rightarrow \mu + ? + ? .$$

Questo schema si considera certo ed è probabile che la maggioranza dei K siano $\varkappa$.

c) Un secondo schema che risulta probabile se non sicuro consiste in un K che si disintegra in π+un neutro. L'energia del π si aggira sempre intorno ai 120 MeV (decadimento in due particelle). A tale K si dà il nome di χ. Nei riguardi dei prodotti neutri di tali decadimenti, non vi sono per ora indicazioni sicure; un dato di Rossi in camera di Wilson, lascierebbe pensare che il secondario neutro possa essere un fotone che appare emesso in direzione approssimativamente opposta a quella della particella ionizzante. Si potrebbe quindi tentare di identificare con un fotone od un π^0 il prodotto neutro del decadimento del χ che risulterebbe quindi:

$$\chi^{\pm} \rightarrow \pi^{\pm} + \gamma ,$$

o

$$\chi^{\pm} \rightarrow \pi^{\pm} + \pi^0 .$$

---

(3) M. Menon e C. O'Ceallaigh: *Cosmic Ray Conference*, Bagnères-de-Bigorre luglio 1953, pag. 118.

(4) H. Bridge e B. Rossi: *Cosmic Ray Conference*, Bagnères-de-Bigorre, Luglio 1953 pag. 109.

Nel caso del $\varkappa$ si può osservare che, ammettendo nulla la massa dei secondari neutri (che quindi potrebbero essere neutrini), ed assumendo per la sua massa il valore di quella del τ, l'energia cinetica massima che potrebbe competere al μ sarebbe di ~ 150 MeV. Tale valore massimo è abbastanza in accordo con l'andamento dello spettro di decadimento del $\varkappa$ ricavato dai dati attuali, il che potrebbe considerarsi come un'indicazione a favore di uno schema del tipo:

$$\varkappa \rightarrow \mu + \nu + \nu .$$

Sembra però che vi siano alcuni casi [3] per i quali il valore dell'energia misurata del secondario risulti maggiore di tale limite di un ammontare sufficiente per portarlo fuori dell'errore; se tali misure devono considerarsi attendibili, ciò starebbe ad indicare che la massa del $\varkappa$ o non coincide ed è lievemente superiore a quella del mesone τ, oppure, che tra tutti i $\varkappa$ osservati, quelli negativi siano catturati nell'orbita di un atomo e decadano almeno in parte prima di subire la cattura nucleare: analogamente a quanto avviene nel caso del decadimento dei μ catturati su un'orbita, la forma dello spettro verrebbe lievemente modificata, rendendo possibile l'esistenza di momenti dei secondari superiori al limite teorico per particelle libere.

TABELLA II.

$\left(\frac{K_a}{\pi}\right)$	$\left(\frac{\tau}{\pi}\right)$	$\left(\frac{\pi \text{ creati}}{\pi}\right)$	$\left(\frac{K \text{ creati}}{\pi \text{ creati}}\right)$
$5 \cdot 10^{-3}$	$1{,}5 \cdot 10^{-3}$	$7 \cdot 10^{-2}$	$6 \cdot 10^{-2}$

π numero di π a morte
K » » K » »
τ » » τ » »
π_a » » π creati in stelle
K_a » » K » » »

Tutte le particelle K che abbiamo finora ricordate hanno masse il cui valore si aggira intorno a 1 000 m_e, ed esse costituiscono di gran lunga la famiglia di mesoni pesanti meglio conosciuta. Sono emersi però, oltre ai dati abbastanza sicuri ad essa relativi, alcuni dati per ora alquanto sporadici, che lasciano sospettare l'esistenza di altre particelle K cariche. Si può così segnalare la possibile esistenza di un mesone ζ [5], di massa intorno ai 500 m_e, di cui sarebbero stati visti tre o quattro esempi nelle lastre, non molto sicuri. Si tratterebbe di eventi di tipo V (decadenti cioè in volo anche nelle lastre

[5] M. SHAPIRO, D. T. KING e N. SEEMAN: *Cosmic Ray Conference*, Bagnères-de-Bigorre, Luglio 1953, pag. 150.

e cioè di vita media assai più breve) che danno un secondario che è probabilmente un mesone L e che hanno un valore di Q molto piccolo. La grande difficoltà di misure precise inerenti a tale tipo di decadimento impone di aspettare la scoperta di altri eventi dello stesso tipo prima di ammettere l'esistenza di tale mesone.

La tab. I riassume le caratteristiche intrinseche delle particelle e dei decadimenti che abbiamo finora ricordati. La tab. II dà le frequenze relative delle particelle di varie specie, dedotte come medie più probabili in base ai valori forniti dai vari autori.

Come si vede, queste frequenze sono molto basse; anche ammettendo per i K un notevole fattore di perdita, i vari mesoni pesanti morenti devono considerarsi una rarità di fronte ai mesoni π morenti.

Produzione delle particelle K.

Nei riguardi del problema della produzione delle particelle K, disponiamo di due serie di dati, ottenuti ambedue esclusivamente mediante le lastre: la prima più abbondante ma meno precisa [6] riguarda la produzione di rami di alta e media energia nelle stelle di disintegrazione nucleare, la cui identificazione avviene mediante misure di ionizzazione e di scattering. In tale modo è stato ottenuto uno spettro di masse, che oltre ai due massimi per i valori di 275 m_e e 1800 m_e presenta un massimo intermedio intorno ai 1200 m_e; le principali caratteristiche delle stelle considerate sono espresse nella tab. III.

TABELLA III.

	$\overline{E}_p$ (GeV)	$< 0,8$ N_K/N_π	$330 < p < 950$ MeV/c N_K/N_π	$g < 1,4$ N_K/N_π	$330 < p < 950$ MeV/c	Spread (GeV)
$N_S < 4$	5	$0,13 \pm 0,05$	$0,09 \pm 0,04$	$0,15 \pm 0,06$	$0,17 \pm 0,06$	$1,5 \div 8$
$N_S > 4$	20	$0,28 \pm 0,06$	$0,20 \pm 0,06$	$0,18 \pm 0,04$	$0,36 \pm 0,1$	$6 \div 40$
Jets	200	—	$0,5 \pm 0,2$	0,08	$1 \pm 0,3$	$50 \div 3000$

$\overline{E}_p$ = energia media del primario
$\overline{E}_\pi$ = energia media complessiva dai mesoni π
$\overline{E}_K$ = » » » » » K
$\overline{N}_\pi$ = numero medio di mesoni π
$\overline{N}_K$ = » » » » K

(6) R. R. DANIEL e D. H. PERKINS: *Proc. Roy. Soc.*, **221**, 351 (1953); R. R. DANIEL e D. H. PERKINS: *Cosmic Ray Conference*, Bagnères-de-Bigorre, Luglio 1953, pag. 119.

Da questa appare che il rapporto N_K/N_π cresce col crescere dell'energia del primario fino a raggiungere un valore prossimo ad 1 per energie molto alte. Tale risultato sembrerebbe inoltre confermato dalla misura del rapporto N_π/N_S; per stelle di energia intorno ai pochi GeV esso è circa 0,5; per le stelle di DANIEL e coll. tale rapporto scende a 0,25, il che è appunto compatibile con un rapporto $N_K/N_\pi \sim 1$. Per di più il cammino di interazione dei secondari di sciame di tali stelle conserva il valore di ~ 25 cm pari a quello dei secondari delle stelle di bassa energia; esso non è quindi molto affetto dall'aggiunta dei K, e la sezione d'urto di interazione nucleare dei K non sembra differire molto da quella dei π.

Il secondo gruppo di dati, relativo invece a particelle di bassa energia, è costituito da quegli eventi nei quali si osservano contemporaneamente il decadimento di una particella K (7) e la sua nascita in una disintegrazione nucleare. La maggior parte degli eventi di tale tipo finora noti sono eventi S; a questi si aggiungono pure ora 4 mesoni τ (8). Così pure, dei pochi casi che finora si attribuiscono ai sospetti ζ, alcuni escono da interazioni nucleari. Le frequenze relative di questi vari eventi sono pure riportate nella tab. II.

Benchè nella maggior parte degli eventi S osservati non sia attualmente possibile dire con sicurezza se le particelle uscenti dalle interazioni nucleari siano $\varkappa$ oppure χ, oppure l'una e l'altra, sembra nondimeno potersi concludere che più o meno tutte le specie di particelle pesanti finora identificate vengono in qualche modo direttamente prodotte nelle disintegrazioni nucleari.

Si può però segnalare che vi è tra i dati relativi alla produzione di alta energia e quelli relativi alla morte dei K un divario sul valore della massa che finora non si è riusciti a chiarire; mentre tutti i dati relativi alla morte indicano come valore più probabile per tutte le specie di K una cifra assai vicina a 1000 m_e la media dei dati relativi ai K energici prodotti nelle stelle sembra aggirarsi sul valore 1 200 m_e (6); se si esclude che per qualche ragione non ben chiara vi siano divari sistematici tra i due gruppi di misure, si potrebbe forse pensare che le particelle prodotte più pesanti decadono successivamente con vita media brevissima in particelle di massa 1000 m_e che sono quelle osservate in morte.

Discussione dei dati.

Se alcuni o tutti i mesoni pesanti hanno rispetto ai nuclei una funzione analoga a quella del mesone π, ci sarebbe da attendersi che come il mesone π,

(7) R. LEVI SETTI e G. TOMASINI: *Nuovo Cimento*, **9**, 1244 (1952).

(8) M. CECCARELLI, N. DALLAPORTA, M. MERLIN, G. QUARENI e G. T. ZORN: *Nuovo Cimento*, **10**, 681 (1953); D. LAL, Y. PAL, B. PETERS: *Cosmic Ray Conference*, Bagnères-de-Bigorre, Luglio 1953, pag. 141.

siano solo le particelle positive a disintegrarsi in morte, mentre le negative dovrebbero venire catturate dai nuclei prima di avere il tempo di disintegrarsi, e dare in tale modo origine alle stelle secondarie che sarebbero l'equivalente delle stelle di σ prodotte dai π. La mancata osservazione per lungo tempo di tali stelle, malgrado estesissime ricerche sistematiche intraprese dal gruppo di Bristol, aveva dato adito finora alle più disparate congetture; finchè al congresso di Bagnères fu annunciata la scoperta di alcune di tali stelle ([9]): malgrado l'identificazione qualitativa di tali eventi, non si può però non rimanere colpiti dalla loro scarsa frequenza: cinque contro più di un centinaio di decadimenti K. Benchè non si possa attribuire un grande significato al valore di tale rapporto, per la diversità di criteri nella ricerca dei due tipi di eventi, sembra però probabile che il numero di queste stelle di cattura sia piccolo rispetto al numero di particelle K che decadono, e quindi improbabile che tali numeri relativi rappresentino le proporzioni di particelle negative e positive effettivamente prodotte. Per spiegare tale divario si potrebbe pensare che solo un certo tipo di K (per esempio, i τ) siano effettivamente catturati, dando origine a stella, mentre i rimanenti K decadono direttamente; oppure che la probabilità di cattura nucleare sia sufficientemente piccola da competere con la vita media di decadimento. In tale caso, le particelle negative, catturate su un'orbita atomica, in parte subirebbero la cattura nucleare, ed in parte decadrebbero; ci sarebbe da attendersi allora una deformazione dello spettro dei secondari, come già segnalato per le particelle $\varkappa$, e per i τ il venire meno della complanarità dei tre rami. Il trovare eventi interpretabili in tale modo sarebbe estremamente importante per risolvere il problema della morte delle particelle pesanti negative, che allo stato attuale, malgrado i progressi compiuti, è ben lungi dall'essere chiarito.

Le frequenze relative delle varie particelle osservate, come pure il fatto che esse decadono a riposo o meno nelle lastre ed in volo nella camera di Wilson sono altrettanti indizi, per ora piuttosto imprecisi e solo di carattere orientativo, sui valori delle loro vite medie.

Accettando l'alto valore del rapporto K/π della produzione di alta energia in confronto al valore assai più piccolo del medesimo rapporto per le particelle morenti nelle lastre, si dovrebbe concludere, anche tenendo conto di un notevole fattore di perdita nella ricerca dei K di tipo S, dovuto alla facile confusione coi decadimenti dei μ, che appena 1 su 10 o 20 dei K prodotti in alta energia vengono a essere osservati in morte. Questo, assieme ai dati sui tempi di volo nelle camere di Wilson, indicano per i K delle vite medie nettamente inferiori a quelle dei π. Le stime attualmente più attendibili sono state riportate nella tab. I.

([9]) D. Lal, Y. Pal e B. Peters: *Cosmic Ray Conference*, Bagnères-de-Bigorre, Luglio 1953, pag. 141.

Molto più piccolo del rapporto K/π in produzione di alta energia è il valore K_{lenti}/π_{lenti} prodotti in bassa energia; non è detto però che il basso valore di tale rapporto che altera la forma apparente dello spettro di produzione debba necessariamente indicare un meccanismo di produzione diverso delle due categorie di particelle. Infatti anche nell'ammissione che i K come i π siano creati colla stessa legge nell'urto nucleone-nucleone nell'interno del nucleo, la suddetta differenza di comportamento potrebbe almeno in buona parte essere dovuta al diverso modo con cui gioca la trasformazione di Lorentz per le diverse masse dei due tipi di particella quando si passa dal sistema del baricentro nel quale sono creati i mesoni in quello del laboratorio.

L'insieme dei dati precedenti costituisce il riassunto molto condensato delle nostre attuali conoscenze sulle particelle K. Come si vede, se parecchio è già stato fatto, moltissimo resta ancora da fare, e molti punti dubbi o addirittura contradditori che abbiamo sottolineati rimangono da chiarire. Questi sono per la maggior parte collegati col fatto che è tuttora dubbio quante e quali siano le caratteristiche esatte intrinseche degli eventi che ci appaiono nelle lastre come eventi S ed in camera di Wilson come eventi S e V carichi. La grande analogia del valore della massa misurata per le particelle $\varkappa$ con quella esattamente conosciuta del τ potrebbe suggerire nell'intento semplificativo di cercare di ridurre il numero di nuovi mesoni al minimo, di identificare tutte queste particelle con una sola suscettibile di varie modalità di decadimento con vite medie dello stesso ordine di grandezza.

La conferma di tale ipotesi si potrebbe avere dall'andamento esatto del limite superiore dello spettro di disintegrazione dei χ e dall'esistenza di τ non complanari; se invece χ e τ fossero particelle diverse, una sola di esse dovrebbe interagire direttamente coi nuclei (in tale caso più probabilmente i τ) mentre le altre decadrebbero anche se negative; l'estremo alto dello spettro di disintegrazione dei χ dovrebbe anche in tale caso essere deformato, ma non ci sarebbero τ non complanari.

Infine, confrontando la tabella generale di tutte le masse ricavate, sia per le particelle cariche che per quelle neutre, non si può non rimanere colpiti dalla quasi esatta coincidenza delle masse del τ e del θ^0, dedotte ambedue dai teoremi di conservazione e quindi note con esattezza, coincidenza che sembra difficile considerare come del tutto casuale.

Particelle Y.

I dati relativi al secondo dei grandi gruppi di particelle pesanti cariche che abbiamo distinte, gli iperoni o particelle Y, sono per ora assai più scarsi: di essi possono annoverarsi finora in tutto poco più di una decina, in parte perchè questa scoperta degli iperoni risale appena a pochi mesi addietro, e in parte forse, per una frequenza intrinseca minore degli iperoni rispetto ai K. Comunque

allo stato attuale, si può dire che da diversi autori, sia mediante le lastre ([10]) che colla camera di Wilson ([11]) sono stati messi in evidenza nuovi tipi di particelle che decadono apparentemente come tutti gli altri eventi V ed S finora noti, e che per tale ragione si confondono apparentemente con questi, ma che all'analisi dei fatti si differenziano in modo essenziale per la massa che risulta maggiore di quella del protone, con valori non molto bene determinati finora, ma che sembrano essere compresi da le 2 100 e 2 400 masse elettroniche. Tali superprotoni, si disintegrano in un nucleone ed un mesone L, molto probabilmente π, secondo i due possibili schemi:

$$Y^{\pm} \rightarrow N + \pi^{\pm}, \qquad Y^{+} \rightarrow P + \pi^{0}$$

diversi solo per la distribuzione della carica elettrica tra le due particelle di decadimento; il primo di questi è stato sicuramente osservato ([10]), ed il secondo molto probabilmente ([10]); sembra inoltre che almeno per la modalità di decadimento in neutrone ci siano almeno due valori possibili per il Q. I dati ad essi relativi sono pure riassunti nella tab. I e si desumono dall'analisi delle disintegrazioni osservate.

La grande analogia del valore dell'energia dei π di disintegrazione con quella del π prodotto nel decadimento del χ ha condotto alcuni a sospettare che quest'ultima particella in realtà non esista, e che i casi ad essa attribuiti si possono ricondurre a casi di superprotoni; allo stato attuale, non è possibile decidere in proposito.

Dal fatto che in alcuni degli eventi osservati nelle lastre il superprotone decada prima di essere giunto in fine percorso, si può desumere che la sua vita media sia probabilmente più corta di quella dei K. Dati sulle frequenze sono per ora prematuri per la scarsità di eventi del genere finora noti.

Oltre alle particelle suddette, si può però segnalare che vi sono pure degli indizi dell'esistenza di altre particelle con massa ancora superiore. In tre eventi osservati da LEIGHTON ([12]) in camera di Wilson e che vengono a confermare il prototipo di questi scoperto già alcuni anni fa dal gruppo di Manchester e rimasto finora isolato, si osserva un evento carico sempre negativo, il cui prodotto neutro di decadimento si disintegra a sua volta in due particelle cariche che costituiscono un evento V neutro. Sulla base dell'evento di Manchester, si era in primo tempo pensato che la V^0 neutra prodotta fosse del tipo V_2^0, cioè con massa non superiore a 1 000 m_e, il che avrebbe fornito per la V carica generatrice una massa anche essa non molto superiore a tale valore. Sembra

---

([10]) M. CECCARELLI e M. MERLIN: *Nuovo Cimento*, **10**, 1207 (1953); A. BONETTI, R. LEVI SETTI, M. PANETTI e G. TOMASINI: *Nuovo Cimento*, **10**, 1736 (1953).

([11]) *Cosmic Ray Conference*, Bagnères-de-Bigorre, Luglio 1953.

([12]) C. M. YORK, R. B. LEIGHTON e E. K. BJORNERUD: *Phys. Rev.*, **90**, 167 (1953).

invece che gli eventi di LEIGHTON si lascino meglio interpretare assumendo che la V neutra prodotta sia una Λ^0 la quale è essa stessa un iperone di massa circa 2185 m_e. Questa V carica sarebbe quindi un superiperone Y* il quale in base allo schema

$$Y^{*-} \rightarrow \Lambda^0 + \pi^-$$

e ai valori dell'energia osservata per il π, avrebbe massa dell'ordine di 2600 m_e. L'evidenza attuale relativa a tale particella lascia quindi intravedere la possibilità che vi possano essere diverse particelle Y o diversi stati di eccitazione del nucleone.

Per completare la tab. I sono stati inclusi alcuni casi possibili di decadimenti che sembrano essere stati osservati in singoli casi piuttosto dubbi e che quindi allo stato attuale possono essere considerati soltanto come sospetti in attesa di ulteriore conferma.

A titolo di conclusione generale su tale argomento, possiamo chiederci quale possa essere l'influenza della scoperta dei mesoni pesanti sul panorama generale dei raggi cosmici. Come abbiamo già rilevato, finchè si rimane nel campo delle energie non molto elevate, le percentuali dei mesoni pesanti sono così basse, che essi vengono a costituire un fenomeno marginale di influenza trascurabile sull'andamento generale delle componenti. Le cose dovrebbero invece cambiare sulle altissime energie, se la produzione di particelle K nelle interazioni nucleari dovesse competere a pari grado colla produzione dei π. E se si volesse ammettere che la maggioranza dei K di alta energia siano dei $\varkappa$, e cioè decadano in μ, ci si dovrebbe attendere una certa influenza dei mesoni pesanti sulla parte di altissima energia dello spettro della componente dura. Alcune delle conseguenze che da tale influenza ci si può attendere sono state studiate e messe in evidenza, per esempio, da BUDINI e MOLIÈRE ([13]) e si esplicano in una variazione della pendenza dell'estremo alto dello spettro dei μ ed in una probabile variazione della dipendenza angolare della componente dura al crescere dell'energia.

Misure che confermassero o meno le previsioni della teoria porterebbero un contributo indiretto, ma molto notevole, allo studio della produzione dei mesoni pesanti.

([13]) P. BUDINI e G. MOLIÈRE: *Kosmische Strahlung*, Göttingen 1953, pag. 380.

SUPPLEMENTO AL VOLUME XII, SERIE IX DEL NUOVO CIMENTO N. 1, 1954

VIII

Difetti reticolari nei solidi ionici.

F. G. Fumi

Istituto di Scienze Fisiche dell'Università - Milano

Introduzione.

L'immagine tradizionale di un solido cristallino come sistema triperiodico si è andata via via modificando durante gli ultimi vent'anni attraverso la scoperta di tipi diversi di *difetti reticolari* che distinguono i *solidi reali* da quelli *ideali* o *perfetti* corrispondenti all'immagine classica. Per illustrare in termini drastici il ruolo di questi difetti basti dire che, se non esistessero, i campi necessari ad osservare conducibilità ionica nei solidi ionici sarebbero di milioni di V/cm, e gli sforzi necessari a deformare plasticamente un solido dell'ordine di 10^{11} dine/cm^2.

Lo studio dei difetti reticolari costituisce da alcuni anni il problema centrale della fisica dei solidi così come fra il 1930 ed il 1940 il problema centrale fu costituito dallo studio delle proprietà dei reticoli cristallini perfetti con i metodi della meccanica quantistica.

I solidi ionici furono il primo tipo di solidi per cui fu sviluppata una soddisfacente teoria del reticolo perfetto, ed oggi essi sono quelli per cui lo studio delle imperfezioni è più progredito. Nello studio dei reticoli perfetti i solidi ionici erano favoriti dalla semplicità del campo di forza agente in essi, mentre nello studio delle imperfezioni ciò che li ha maggiormente favoriti finora è stata la possibilità di eseguire tipi diversi di misure (misure di conducibilità ionica, di diffusione, di assorbimento da centri di colore) tutte connesse alla esistenza di difetti e tutte suscettibili di una interpretazione, almeno qualitativa, abbastanza diretta. Il vantaggio della semplicità del campo di forza

si fa notare naturalmente anche nello studio dei difetti quando si passa ad una trattazione teorica quantitativa.

I tipi principali di imperfezioni nei vari solidi sono ormai conosciuti e perciò la fisica dei difetti reticolari si va evolvendo verso un esame delle interazioni fra i vari tipi di difetti. Appunto allo studio delle interazioni fra difetti nei solidi ionici è dedicato il programma di ricerche sperimentali e teoriche intraprese quasi due anni fa a Pavia ed a Milano dal prof. GIULOTTO e da me. I due primi lavori ultimati in questa attività collegiale saranno presentati oggi dal dott. CHIAROTTI di Pavia e dal dott. BASSANI di Milano.

Tipi di difetti reticolari e loro origine.

I cristalli ionici nei quali i difetti reticolari sono stati studiati più a fondo sono gli alogenuri alcalini e gli alogenuri di argento e noi ci occuperemo soltanto di questi.

È utile distinguere difetti d'equilibrio e difetti non d'equilibrio. Per i primi è possibile far in modo che si trovino nel solido in condizione di equilibrio, mentre i secondi esistono nel reticolo proprio grazie alla mancanza di equilibrio.

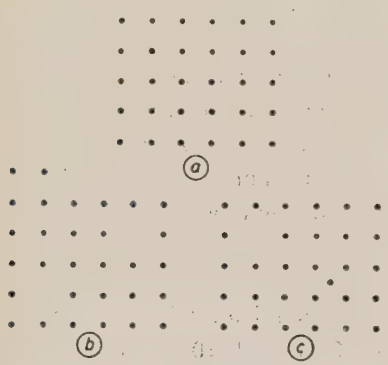

Fig. 1. – Difetti Schottky e difetti Frenkel.

La fig. 1 mostra i due tipici difetti d'equilibrio intrinseci. In *a*) è illustrato un reticolo perfetto. In *b*) sono illustrati i difetti Schottky o posti vacanti: si tratta dei posti lasciati vacanti nella struttura triperiodica del solido da atomi o ioni che hanno migrato alla superficie. L'elettroneutralità interna di un cristallo ionico formato da cationi ed anioni di eguale carica richiede che si abbia un numero eguale di posti vacanti da ione positivo e da ione negativo. In *c*) sono illustrati i difetti Frenkel, connessi ad atomi o ioni in posizione interstiziale, ossia trasferitisi dalla posizione che occupavano nella struttura triperiodica del solido ad una posizione che sarebbe libera nel reticolo perfetto. Ovviamente non è necessario che in un cristallo ionico siano presenti difetti Frenkel tanto per gli anioni che per i cationi.

I difetti Schottky ed i difetti Frenkel sono difetti d'equilibrio perchè la loro creazione contribuisce a minimizzare l'energia libera del cristallo in date condizioni di temperatura e pressione, ed il numero di difetti in equilibrio

può essere calcolato attraverso questa minimizzazione. Essi sono cioè difetti d'equilibrio nello stesso senso in cui lo sono in un dato cristallo le impurità che formano con la matrice dei cristalli misti: questi ultimi corrispondono anch'essi a dei minimi di energia libera. La fig. 2 illustra l'introduzione di impurità bivalenti in reticoli, formati da ioni monovalenti, con cui danno cristalli misti sostituzionali, ed in cui i difetti d'equilibrio intrinseci sono rispettivamente posti vacanti e ioni interstiziali: l'introduzione dell'impurità influisce sul numero di questi difetti per ragioni di elettroneutralità. La fig. 2*a* corrisponde all'introduzione di ioni come il Cd^{++} negli alogenuri alcalini, e la fig. 2*b* all'introduzione di ioni S^{--} in alogenuri d'argento.

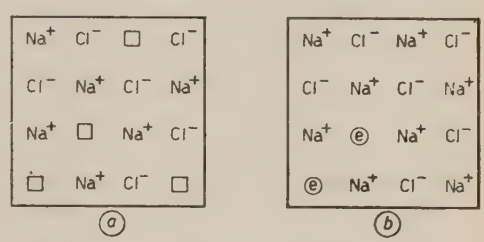

Fig. 2. – Impurità sostituzionali negli alogenuri alcalini e d'argento.

È naturale chiedersi se in un dato solido è sempre presente un solo tipo di difetti d'equilibrio intrinseci. La cosa dipende innanzitutto dalle energie necessarie a creare questi difetti. Nell'espressione del numero di difetti in equilibrio figura infatti un fattore di Boltzmann con l'energia di attivazione per la creazione di quel tipo di difetti, e differenze relativamente piccole nei valori di queste energie di creazione che sono dell'ordine dell'eV, bastano a causare grandi differenze di concentrazione fino a far sì che si possa spesso considerare sostanzialmente presente un solo tipo di difetti.

Questo accade, ad esempio, per gli alogenuri alcalini, dove i calcoli dimostrano che l'energia per creare difetti Frenkel da ione positivo, i più facili a crearsi, supera di diversi decimi di eV quella per creare difetti Schottky (coppie di posti vacanti). Questo spiega perchè i fenomeni connessi a difetti reticolari che si osservano negli alogenuri alcalini possono essere interpretati, anche quantitativamente, considerando presenti solo difetti Schottky in concentrazioni d'equilibrio che vicino alla temperatura di fusione raggiungono valori dell'ordine di 10^{18} difetti/cm^3 su numeri di ioni dell'ordine di 10^{22}/cm^3, mentre a temperatura ambiente si aggirano su 10^6 difetti/cm^3.

Per gli alogenuri d'argento i calcoli approssimativi esistenti mostrano che la relativa importanza delle forze di van der Waals come forze di coesione di questi solidi tende a favorire i difetti Frenkel rispetto ai difetti Schottky, col risultato che le due energie di creazione sono probabilmente poco diverse e la prima è leggermente minore. Sulla questione sono stati raccolti negli ultimi anni una notevole quantità di dati sperimentali. La conclusione sembra quella che il difetto dominante a temperatura ambiente è quello Frenkel da ioni Ag^+ con concentrazioni dell'ordine di 10^{13}-10^{14}/cm^3 contro concentrazioni dell'ordine di 10^{10}/cm^3 per i difetti Schottky. Al disopra di circa 300 °C i difetti

Schottky acquistano il sopravvento fino a raggiungere concentrazioni dell'ordine di $10^{19}/cm^3$ al punto di fusione. Questa inversione della stabilità relativa dei due tipi di difetti sembra da collegare alla variazione della energia vibrazionale del solido causata dalla introduzione dei due difetti.

Per completare il quadro dei tipi di difetti, occupiamoci dei difetti non d'equilibrio. Per comprenderne l'origine è bene notare una differenza importante fra difetti Frenkel e difetti Schottky. I primi possono annichilirsi in un punto qualsiasi entro il cristallo tramite la ricombinazione fra uno ione interstiziale ed un posto vacante. Siccome non c'è ragione di ritenere che l'energia necessaria per la ricombinazione sia sostanzialmente diversa dall'energia di migrazione, anche a temperatura ambiente i difetti Frenkel possono raggiungere l'equilibrio in frazioni di secondo. I difetti Schottky per annichilirsi dovrebbero invece migrare alla superfice del cristallo, un processo improbabile rispetto alla formazione di agglomerati via via più grandi di posti vacanti prodotti dalle loro collisioni e legati dalle forze elettrostatiche vigenti fra essi. Perciò è caratteristico dei difetti Schottky contrapposti ai difetti Frenkel il rimanere congelati entro il cristallo quando lo si raffreddi dalla temperatura di fusione alla temperatura ambiente. Si formano dei conglomerati di posti vacanti che tendono ad assumere forma discoidale e possono essere eliminati solo attraverso una deformazione plastica del reticolo con la creazione di un difetto non d'equilibrio che si chiama una dislocazione ad anello. Si tratta di un tipo complesso di quella categoria di difetti legati a deformazioni plastiche del reticolo che sono le dislocazioni. La fig. 3 illustra il tipo più semplice di dislocazione, quella di Taylor-Orowan. Si nota che essa può essere considerata formata aggiungendo un piano reticolato al disopra del cosiddetto piano di scorrimento, ma non al disotto: come conseguenza, il reticolo è sotto compressione permanente nella parte superiore, e sotto tensione permanente nella parte inferiore. La fig. 4 illustra un tipo più complesso di dislocazione, sempre lineare, la dislocazione elicoidale o di Burgers. In *a*) è illustrata la conformazione dei piani reticolari subito sopra e subito sotto

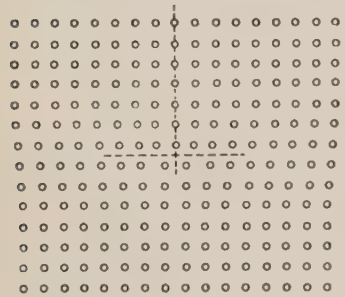

Fig. 3. Dislocazione di Taylor-Orowan.

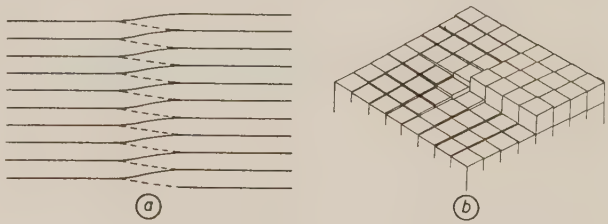

Fig. 4. – Dislocazione di Burgers.

la dislocazione, mentre in *b*) è illustrato l'aspetto di una faccia di un cristallo da cui esce perpendicolarmente una dislocazione di Burgers. I gradini di fig. 4*b* sono quelli di cui parlò l'anno scorso al Congresso di Bergamo il prof. MOTT. Essi si verificano ogni volta che una dislocazione con una componente Burgers incontra la faccia di un cristallo e sono responsabili secondo Frank della crescita di cristalli da vapori o da soluzioni in condizioni di soprasaturazione nelle quali non si avrebbe nucleazione di nuovi strati in cristalli perfetti. Grazie a questi gradini i cristalli crescono da soluzioni o da vapori in condizioni in cui perfetti non crescerebbero. Questo spiega la presenza di dislocazioni in cristalli ottenuti da vapori o da soluzioni, mentre la condensazione di difetti Schottky spiega la loro presenza in cristalli preparati dal fuso. Naturalmente il meccanismo di crescita tramite dislocazioni ci dice perchè crescano da vapori o soluzioni solo cristalli in cui si producono *accidentalmente* delle dislocazioni, ma non come questa produzione accidentale avvenga. Varie cause sono state considerate: una su cui molti autori concordano è la presenza di granellini di materiale estraneo.

Difetti reticolari e proprietà dei solidi ionici reali.

Dopo aver parlato dei vari tipi di difetti reticolari e della loro origine, accenniamo come essi intervengano in fenomeni diversi di fisica dei solidi. Per ovvie ragioni di brevità, non mi soffermerò neppure in questa parte a discutere punti dibattuti e concezioni alternative ma presenterò come accettate, semplificandole, le interpretazioni che attualmente appaiono più probabili.

Il moto di difetti Schottky e di difetti Frenkel entro i solidi comporta trasporto di materia per la specie atomica cui il difetto corrisponde. Questi difetti sono quindi importanti nella diffusione e, per i cristalli ionici, nella conducibilità ionica. La migrazione di una o di entrambe le specie ioniche di un solido dà informazioni sul tipo di difetto esistente. Infatti in solidi ionici con difetti Schottky sono necessariamente presenti posti vacanti per entrambe le specie ioniche, mentre in solidi con difetti Frenkel possono essere presenti, e spesso sono presenti, soltanto cationi interstiziali. Naturalmente nell'espressione del coefficiente di diffusione e della conducibilità ionica non figura soltanto il numero di difetti che trasportano materia e carica, ma anche il fattore connesso alla loro mobilità, il quale, trattandosi di un processo ad attivazione termica, è nuovamente un fattore di Boltzmann. Le differenze fra le energie di attivazione per la migrazione di ioni positivi e di ioni negativi negli alogenuri alcalini, che sono dell'ordine di diversi decimi di eV, spiegano il fatto che alla conducibilità ionica di questi solidi contribuiscono fino a temperature dell'ordine di 500 °C quasi esclusivamente gli ioni positivi.

È chiaro che se i difetti che contribuiscono alla diffusione contribuiscono

anche alla conducibilità ionica deve esistere fra i due cofficienti corrispondenti una relazione sostanzialmente di proporzionalità diretta: si tratta della cosiddetta relazione di Einstein. Si avranno deviazioni dalla relazione di Einstein quando sono presenti complessi neutri di difetti che contribuiscono col loro moto alla diffusione ma non alla conducibilità; ed in questi casi i valori misurati del coefficiente di diffusione risulteranno più elevati di quelli calcolati con la relazione di Einstein dalla conducibilità misurata. Questo fatto è illustrato dalla fig. 5. Si nota che il coefficiente di diffusione del Na^+ misurato direttamente è maggiore di quello calcolato dalla conducibilità ionica per temperature inferiori a quella cui corrisponde il *ginocchio* nelle rette che rappresentano il coefficiente di diffusione in scala logaritmica in funzione della temperatura. Questi risultati si collegano bene con una delle interpretazioni di questo ginocchio, quella secondo cui il valore minore dell'energia di attivazione complessiva a temperature più basse è dovuto al fatto che il numero di difetti al disotto del ginocchio è costante e determinato dalla concentrazione di impurità. Infatti è naturale pensare che i complessi neutri che causano la deviazione dalla relazione di Einstein al disotto del ginocchio siano i complessi impurità bivalente - posto vacante da ione positivo. L'esistenza e la concentrazione di questi complessi possono essere studiate sperimentalmente in diversi altri modi, ma riesce difficile ricavare dall'esperienza dati quantitativi sufficientemente esatti. Da qui l'utilità di calcoli teorici delle energie di associazione di questi complessi, calcoli su cui riferirà il dott. Bassani.

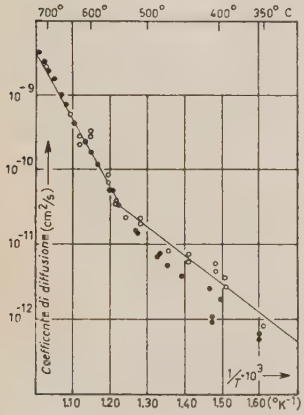

Fig. 5. – Coefficiente di diffusione del Na^+ nel NaCl (Maurer e Mapother).
○ misurato direttamente con tracciatori radioattivi.
● calcolato dalla conducibilità.

È logico che la presenza di difetti reticolari in un solido abbia influenza sul suo sistema elettronico. In effetti i fenomeni di fotolisi degli alogenuri d'argento e quelli dei centri di colore negli alogenuri alcalini sono legati proprio alla interazione fra elettroni liberi nel cristallo e difetti reticolari. In condizioni normali tanto gli alogenuri alcalini che quelli d'argento sono degli isolanti elettronici; i loro elettroni non sono « liberi » come nei metalli, ossia capaci di subire una accelerazione continua sotto l'azione di un campo elettrico. In termini di teoria delle bande, le energie permesse per gli elettroni in questi solidi sono raggruppate in un sistema di livelli completamente occupati (la banda piena), entro il quale il principio di Pauli impedisce spostamenti netti, ed in un sistema separato dal primo di qualche eV (la banda di conduzione), del tutto vuoto. Per avere elettroni liberi occorre, bombardando il cristallo con fotoni o con particelle veloci, comunicare ad un elettrone energia sufficiente

a passare dalla banda piena alla banda di conduzione. Si può anche dire che occorre strappare un elettrone allo ione che lo tiene legato: naturalmente si tratta degli ioni alogeno. Gli elettroni liberati nel cristallo spesso finiscono con l'essere intrappolati a difetti, ed altrettanto accade per le buche elettroniche prodotte nella banda piena. Un altro processo che può avere luogo è la ricombinazione fra elettroni e buche, e questo spiega l'elevata efficienza di trasferimento d'energia incidente al reticolo nei cristalli ionici, efficienza che fa sì che si possa produrre « radiation damage » con radiazioni relativamente poco energetiche come raggi X o luce ultravioletta.

Possono fungere da trappole per elettroni e per buche tanto le dislocazioni che gli agglomerati di posti vacanti formatisi durante la preparazione del cristallo. I posti vacanti da ione positivo o da ione negativo rappresentano infatti delle singolarità nel potenziale periodico del reticolo ed esercitano individualmente campi di forza del tipo $\pm e/kr^2$ con k costante dielettrica. Si può altresì dimostrare che gli estremi di una dislocazione di Taylor-Orowan nei punti in cui cambia il piano di scorrimento hanno una carica metà di quella elettronica: queste trappole prendono il nome di posti vacanti incipienti. La fig. 6 illustra un posto vacante incipiente da ione negativo di carica $+ e/2$.

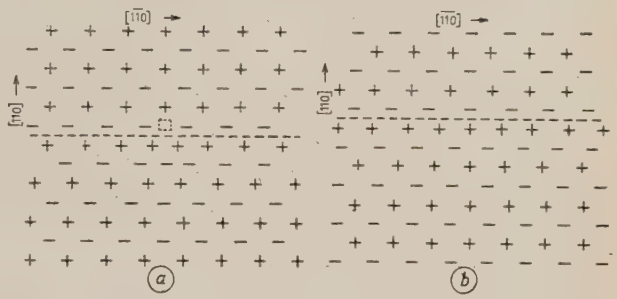

Fig. 6. – *a*) posto vacante incipiente da ione negativo ⬚ in un alogenuro alcalino o d'argento (Seitz). – *b*) si riferisce al piano reticolare al disopra di *a*). La linea tratteggiata corrisponde al piano di scorrimento.

I dati a disposizione fanno ritenere che negli alogenuri d'argento predominano i posti vacanti incipienti, connessi a dislocazioni, mentre negli alogenuri alcalini predominano gli agglomerati di posti vacanti. In particolare gli alogenuri d'argento possiedono proprietà plastiche quasi-metalliche, mentre questo non è vero per gli alogenuri alcalini. Un'altra differenza importante fra alogenuri d'argento ed alogenuri alcalini è il fatto che nei primi migra l'Ag^+ interstiziale, mentre nei secondi migrano i posti vacanti. Così nei cristalli di alogenuri d'argento gli elettroni liberi vengono catturati da posti vacanti incipienti da ione negativo che acquistano quindi una carica $- e/2$ ed attraggono uno ione Ag^+, riacquistando la carica iniziale $+ e/2$ e ridiventando trappole per elettroni. I posti vacanti incipienti assumono così il ruolo di zone di sensibilità e determinano l'immagine latente. Il destino delle buche elettroniche è meno chiaro ma è logico pensare che esse determinino depositi di posti vacanti da ione positivo, equivalenti a bolle di gas alogeno, vicino a

posti vacanti incipienti da ione positivo: queste bolle dovrebbero produrre notevoli cambiamenti nelle proprietà meccaniche dei cristalli.

Negli alogenuri alcalini elettroni e buche elettroniche esercitano invece un'azione solvente sugli agglomerati neutri di posti vacanti che li catturano, e portano così alla formazione di entità costituite da posti vacanti singoli, neutralizzati da un elettrone o una buca elettronica, oppure da piccoli aggregati di posti vacanti con una o due particelle elettroniche intrappolate. Sono questi i cosiddetti centri di colore. Il fatto che un elettrone od una buca elettronica legata al potenziale di uno o più posti vacanti possieda una serie di stati legati e dia luogo ad assorbimenti nel campo di frequenze fra ultravioletto ed infrarosso non è certo sorprendente se si pensa che i livelli di questi centri devono essere compresi entro il salto fra banda piena e banda di conduzione e possono essere molto vicini all'una od all'altra a seconda che si tratti di centri da buche o di centri elettronici.

Oltre al bombardamento con fotoni o con particelle veloci esiste un altro metodo per introdurre elettroni e buche libere in un solido ionico: questo consente anzi l'introduzione separata di elettroni e di buche ma mentre è stato utilizzato per gli alogenuri alcalini non lo è ancora stato per gli alogenuri d'argento. Alludo alla colorazione additiva o chimica consistente nell'introdurre in un cristallo di alogenuro alcalino un eccesso di metallo alcalino o di alogeno mediante cottura in vapori dell'elemento ad alcune centinaia di gradi centigradi. La fig. 7 illustra schematicamente l'introduzione di un eccesso di Na in un cristallo di NaCl. Il Na diffonde nel reticolo come Na^+ andando ad occupare qualcuno dei posti vacanti da ione positivo in equilibrio nel cristallo e cede al reticolo l'elettrone che finisce con l'essere intrappolato in un posto vacante da ione negativo dando un centro F. Naturalmente non è detto si producano solo centri F. Possono prodursi anche centri elettronici corrispondenti ad agglomerati di posti vacanti (M, R, ecc.): questo accade se il raffreddamento dalla temperatura di cottura è lento. La colorazione con vapori di alogeno dà i centri da buche elettroniche, i centri V.

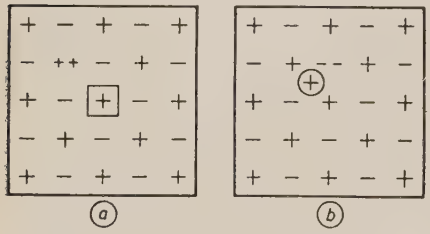

Fig. 7. – Colorazione additiva di NaCl con Na.

Abbiamo parlato di centri di colore negli alogenuri alcalini dovuti a posti vacanti. Naturalmente anche la presenza nel reticolo di ioni sostituzionali di carica diversa da quella degli ioni univalenti del cristallo, producendo singolarità nel potenziale periodico, dà luogo a centri di colore. In particolare ioni bivalenti positivi come il Cd^{++} danno nuovi centri elettronici, i centri Z. Le proprietà di questi centri sono attualmente allo studio a Pavia ed il dott. Chiarotti parlerà appunto della competizione fra posti

vacanti da ione negativo ed impurità di Sr^{++} come trappole per elettroni nel KCl.

Vorrei concludere con poche parole sull'interazione fra difetti reticolari. Non mi soffermerò sull'interazione tra difetti di equilibrio, perchè ne tratterà il dott. BASSANI nella sua comunicazione discutendo i primi risultati di un gruppo di calcoli su tali interazioni in corso a Milano.

Per quanto riguarda l'interazione fra dislocazioni mi limiterò a quella fra dislocazioni di Taylor-Orowan. È consueto assegnare un segno a queste dislocazioni. Si dice che due dislocazioni Taylor-Orowan hanno lo stesso segno quando i loro extra-piani reticolari sono dalla stessa parte di un certo piano di scorrimento; se gli extra-piani reticolari sono invece da parti opposte le dislocazioni hanno segno opposto. È chiaro che dislocazioni di egual segno si respingono, mentre dislocazioni di segno opposto si attraggono. La ricombinazione di due dislocazioni di segno opposto aventi lo stesso piano di scorrimento elimina completamente la deformazione plastica del reticolo, ed in ogni caso la ricombinazione di due dislocazioni di segno opposto è una reazione fortemente esotermica. L'energia liberata fa sì che gli atomi in eccesso o mancanti al reticolo perfetto dopo la ricombinazione delle due dislocazioni si disperdano sotto forma rispettivamente di atomi interstiziali e di posti vacanti. Questo è uno dei meccanismi con cui le dislocazioni possono produrre difetti d'equilibrio durante la deformazione plastica di un solido, ossia quando sono in moto.

Le dislocazioni possono però produrre e catturare posti vacanti e atomi interstiziali anche se stazionarie. In questo caso l'energia necessaria alla creazione dei difetti d'equilibrio dalle dislocazioni deve essere fornita dall'esterno e perciò le dislocazioni stazionarie fungono da fonti di difetti di equilibrio solo ad alte temperature. Un ottimo modo di studiare l'interazione fra dislocazioni stazionarie e difetti d'equilibrio è fornito dalla diffusione in presenza di gradiente chimico: ci si mette così in condizioni in cui il flusso di atomi attraverso la superficie di contatto iniziale di due solidi non è bilanciato, col che si crea da una parte una carenza e dall'altra un eccesso dei difetti responsabili della diffusione. Questa carenza e questo eccesso vengono eliminati dalle dislocazioni che tendono a mantenere le concentrazioni di equilibrio; si ha allora un cambiamento di volume delle due parti, ossia uno spostamento della superficie interfacciale iniziale rispetto agli estremi. È questo l'effetto Kirkendall. Finora esso era stato studiato soltanto in metalli, ed in campioni policristallini. Restava perciò il dubbio che fossero le superfici intergranulari a svolgere il ruolo di sorgenti di difetti d'equilibrio. Si era notato inoltre che nei metalli studiati, in genere a struttura compatta (cubici a facce centrate od esagonali compatti), le dislocazioni presenti non sembravano sufficienti a riassorbire del tutto l'eccesso di vacanze che si veniva a formare in una parte del sistema, poichè sorgevano vicino alla interfaccia iniziale dei veri e propri

vuoti. Questo aumenta l'interesse intrinseco dello studio dell'effetto Kirkendall negli alogenuri alcalini, i più semplici fra i solidi ionici, interesse che feci notare in una breve comunicazione al Congresso di Trieste. Infatti si è naturalmente portati ad usare unicristalli e le dislocazioni presenti nel solido non possono, come nel caso di metalli compatti, dissociarsi in « stacking faults » (irregolarità di sovrapposizione di piani reticolari) i quali non hanno la proprietà di produrre o annichilire facilmente difetti d'equilibrio. Lo studio dell'effetto Kirkendall nel sistema KCl + RbCl è in corso all'Istituto di Fisica di Pavia da parte del prof. GIULOTTO e dei suoi collaboratori da oltre un anno ed ha messo a dura prova la costanza degli amici pavesi a causa delle numerose difficoltà tecniche. Per ora è soltanto possibile dire che un effetto esiste e che non sembra aversi formazione rilevante di vuoti durante la diffusione.

BIBLIOGRAFIA

N. F. MOTT and R. W. GURNEY: *Electronic Processes in Ionic Crystals* (Oxford, 1948).
F. SEITZ: *Rev. Mod. Phys.*, **18**, 384 (1946); **23**, 328 (1951); **26**, 7 (1954).

IX

Il progetto italiano di un elettrosincrotone.

G. SALVINI

Istituto di Fisica dell'Università - Pisa
Istituto Nazionale di Fisica Nucleare - Sezione Acceleratore

1. – Decisione di costruire una macchina nucleare.

1·1. – Nel mese di Febbraio del 1953 si sono iniziati in Italia gli studi per la costruzione di un sincrotrone per elettroni (elettrosincrotrone) da porsi a disposizione di tutti i fisici nucleari italiani.

Vogliamo anzitutto richiamare brevemente come si è arrivati a questa decisione, ed alla costituzione del centro che attualmente ha in istudio questa macchina.

Alla fine dell'estate del 1952 il prof. GILBERTO BERNARDINI ritornò in Italia dagli Stati Uniti, ove aveva svolto attività di ricerca nel campo della fisica mesonica presso alcuni centri dotati di grandi macchine nucleari. BERNARDINI, che veniva ad assumere la presidenza dell'Istituto Nazionale di Fisica Nucleare, (I.N.F.N.) allora istituito, propose di impegnare buona parte dei fondi a disposizione per costruire un elettrosincrotrone, di energia massima intorno ai 500 milioni di elettron-volt, da porsi a disposizione di tutti i fisici interessati alla fisica nucleare, con il quale fosse possibile iniziare anche in Italia quegli studi di fisica mesonica in laboratorio che sembrano essere la via maestra per arrivare alla comprensione delle forze nucleari.

Nella discussione che seguì tra i Direttori delle Sezioni dell'I.N.F.N. si concluse che probabilmente i fondi disponibili erano sufficienti, particolarmente se si teneva conto che una macchina quale un elettrosincrotrone di grande energia non si può realizzare in meno di tre o quattro anni, e che era lecito sperare che la dotazione dell'I.N.F.N. fosse ormai assicurata anno per anno. Il Comitato Direttivo dell'I.N.F.N. (e cioè i professori AMALDI, BERNARDINI, CALDIROLA, ROSTAGNI e WATAGHIN) decise pertanto che si costituisse un

centro di studi per realizzare il progetto e quindi il Sincrotrone Italiano, e mi invitò ad assumere il coordinamento di questo centro, ed a cercare i collaboratori adatti per esso.

Questo gruppo (Sezione Acceleratore) cominciò a vivere ed a lavorare verso la fine di marzo di quest'anno, ed io riferisco ora della sua attività.

La Sezione Acceleratore è attualmente composta da fisici che diremo maturi o più esperti, da giovani fisici, da ingegneri, da un amministratore e da altro personale tecnico e subalterno. Essa ha scelto come sua sede la città di Pisa, ma oltre che a Pisa l'attività della Sezione Acceleratore si svolge in altri centri. A Roma, presso l'Istituto Superiore di Sanità, è allo studio il progetto dell'iniettore del sincrotrone; esso è affidato ad un gruppo diretto dal prof. Ageno, del quale fanno parte i dottori Cortellessa, Querzoli e l'ing. Scaccia. A Roma, presso l'Istituto di Fisica dell'Università, lavora il gruppo diretto dal prof. Persico, con il quale collaborano i dottori Bernardini, Turrin e Sona, quest'ultimo dell'Università di Firenze. A Firenze, presso il Centro per lo studio della Fisica delle microonde, sotto la guida del prof. Carrara, lavora attualmente l'ing. Puglisi, incaricato degli studi preliminari per l'accelerazione a radio frequenza. A Milano, presso l'Istituto di Elettrotecnica Generale del Politecnico, diretto dal prof. Bottani, lavorano ai modelli analogici della vasca elettrolitica l'ing. Dadda dell'Istituto di Elettrotecnica e l'ing. Amman, del nostro gruppo. Infine a Pisa lavorano, per i problemi di elettronica e per la realizzazione del vuoto e della ciambella nella quale circoleranno gli elettroni, i professori Quercia e Tagliaferri, ed il dottor Corazza; lavorano al modello, al progetto definitivo del magnete ed alle misure in campo magnetico gli ingegneri Sacerdoti e Canarutto, ed io con loro.

Questo gruppo è naturalmente in aumento, e dovrà essere opportunamente irrobustito da meccanici, tecnici, disegnatori necessari per la realizzazione del sincrotrone.

Scopo finale della Sezione Acceleratore è il realizzare un sincrotrone funzionante a 500 milioni di elettron-volt o più, a seconda di quanto le nostre finanze permetteranno.

1·2. – Il nostro programma di lavoro è stato diviso in più parti, e di esso sino ad ora è stata svolta solo una piccola frazione. Si è pensato che un primo periodo di tempo, mettiamo da Marzo a Giugno o Luglio '53, doveva essere speso per il primo studio dei problemi connessi a questa macchina, e insomma per quella preparazione culturale che sostanzialmente mancava in ciascuno di noi.

In questo primo periodo sino a Luglio la Sezione Acceleratore si è avvalsa di un aiuto che è da considerarsi notevolissimo, e cioè dell'assistenza, della guida e della vera e propria istruzione che ci è stata impartita dal prof. Matthew

SANDS dell'Istituto Tecnologico di California, il quale è venuto nel 1952-53 all'Istituto di Fisica di Roma, a trascorrere un anno di studio. È stato appunto il contatto con il prof. SANDS che ci ha chiarito i problemi fondamentali, ed ha contribuito a darci la fiducia che in Italia si può realizzare un sincrotrone.

Una seconda fase della nostra preparazione è consistita in un viaggio di informazione all'estero, prima per alcuni giorni in Inghilterra (QUERCIA e SALVINI), poi per un periodo più lungo negli Stati Uniti.

Scopo del viaggio è stato quello di informarsi a fondo sulla situazione là esistente, di stabilire rapporti di lavoro con i gruppi realizzatori di sincrotroni negli Stati Uniti, e sapere quale effettivamente era la situazione delle grandi macchine americane, quali erano i problemi e le difficoltà fondamentali per realizzare un sincrotrone per elettroni, quali erano i fisici e gli ingegneri americani con i quali la collaborazione era più conveniente ed opportuna, quali erano i procedimenti tecnici ed industriali seguiti per portare a compimento un impianto tanto complesso, come si poteva impostare un piano finanziario e quanto era possibile prevedere le effettive spese una volta che si fosse compiuto il progetto.

Inoltre era scopo del nostro viaggio sapere quali sono le ricerche attualmente in corso con gli elettrosincrotroni e quali sono le ricerche in corso con altre macchine acceleratrici, ed assicurarsi che veramente un elettrosincrotrone è la macchina più conveniente oggi per l'Italia, tenendo conto del costo e delle ricerche attualmente in corso ed in vista di quelle che con essa si potranno svolgere nel prossimo futuro.

Ma non è molto facile avere in pochi mesi un « visto » per gli Stati Uniti, e quindi proprio per questa ragione ci siamo ridotti nel mese di Luglio ad un programma meno esteso. Il viaggio di informazione è stato compiuto dal prof. BERNARDINI e da me, ed è terminato due giorni or sono.

Io riferisco appunto oggi sulla situazione attuale delle macchine nucleari nel mondo, sul lavoro che sino ad ora si è svolto nella nostra Sezione, e sulla situazione generale quale è apparsa dopo il viaggio negli Stati Uniti.

2. – Le informazioni raccolte nei nostri viaggi.

2·1. – È nota ormai a tutti i fisici nelle sue grandi linee la situazione delle grandi macchine acceleratrici, ed è noto come è nato il sincrotrone. L'idea venne, indipendentemente, nel 1945, al russo VEKSLER [1] ed all'americano MCMILLAN [2]. Essi intuirono e descrissero analiticamente la possibilità che intervenga una spontanea stabilità di fase fra il periodo di rotazione delle

---

[1] V. J. VEKSLER: *Journ. Phys. USSR*, **9**, 153 (1945).
[2] E. M. MCMILLAN: *Phys. Rev.*, **68**, 143 (1945).

particelle che si muovono entro il campo magnetico di guida e la cavità acceleratrice che ad ogni giro aumenta la loro energia.

Queste vie nuove permisero di affrontare i limiti di alta energia che sembravano ormai irraggiungibili con i già esistenti ciclotroni e con i betatroni: nei ciclotroni, come è noto, il limite era segnato dalla variazione relativistica della massa della particella con la velocità; nei betatroni appariva difficile superare i 200-300 MeV in quanto che diventano enormi le quantità di flusso che occorre fornire durante l'accelerazione.

Il principio di stabilità di fase può applicarsi a magneti di forme diverse o del tipo dei precedenti ciclotroni, nei quali le traiettorie hanno raggi crescenti con l'energia, o del tipo all'incirca dei betatroni, nei quali le traiettorie hanno raggio circa costante. Ai primi, come è ben noto, si dà il nome di sincrociclotroni, mentre si dà il nome di sincrotroni a quelle macchine che accelerano le particelle con il sincronismo suddetto su traiettorie a raggio circa costante ([3]).

Il nuovo principio venne impiegato per la prima volta in una grande macchina nucleare nel 1947, a Berkeley, impiegando un magnete da 184 pollici che era già in costruzione per un grande ciclotrone.

Si raggiunse così il primo grande obiettivo della fisica nucleare di grande energia, e cioè la creazione in laboratorio dei mesoni π. Da allora i progressi sono continuati rapidi: dai primi mesoni ottenuti, ancora al di sotto della soglia di produzione, sfruttando l'energia cinetica interna del nucleo, si è arrivati a macchine che possono produrre non solo mesoni di energia cinetica zero, o molto bassa, ma anche mesoni di energia di 100, 200, 500 MeV: macchine che possono ormai, tra l'altro, creare più mesoni per volta.

Il progresso si è svolto in più direzioni: si sono create macchine che possono dare fasci di mesoni di grande intensità, quale ad esempio il grande sincrociclotrone dell'università di Chicago, e macchine che possono dare mesoni di alta energia cinetica, addirittura di 1 000, 1 500 MeV, quali ad esempio il famoso cosmotrone di Brookhaven. Sia l'una che l'altra sono macchine che accelerano direttamente protoni, e nelle quali i mesoni si ricavano per urto di questi protoni contro nuclei opportuni.

Più snelle, e sotto molti riguardi diverse, sono invece quelle macchine che permettono lo studio della fisica nucleare essenzialmente utilizzando i fotoni; quelle macchine cioè che non accelerano protoni, ma elettroni, i quali a loro volta, per urto ed irradiazione contro opportuni nuclei, danno vita a fasci di fotoni che sono appunto quelli che servono per gli studi di fisica nucleare.

Chiameremo queste macchine per elettroni elettrosincrotroni (e.s.), mentre

---

([3]) Per uno studio dei principi fondamentali della accelerazione in risonanza vedi M. S. Livingstone: *Advances in Electronics*, I, Cap. VI (New York, 1948).

riserviamo il nome di protosincrotroni ai sincrotroni per protoni. Non ci occuperemo nel seguito dei sincrociclotroni, ai quali si è prima accennato.

2·2. – Un quadro di insieme dei principali sincrotroni esistenti, di energia maggiore di 300 MeV, è dato nella Tabella I riportata nelle due pagine seguenti. Inoltre nella fig. 1 abbiamo schizzato alcuni disegni che rappresentano i tre tipi fondamentali di sincrotroni oggi esistenti. Precisamente in fig. 1*a* è rappresentato il tipo con magnete a sezione a C e intraferro interno; in

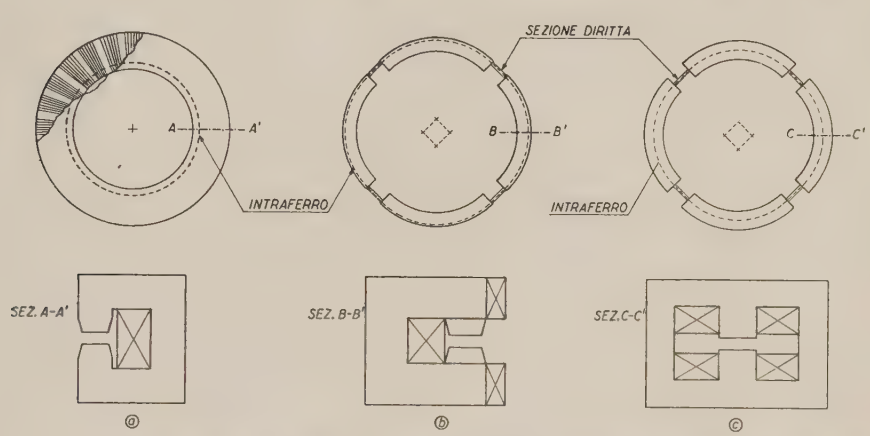

Fig. 1. – Tre schizzi rappresentanti le strutture fondamentali impiegate nella realizzazione dei magneti per i sincrotroni di grande energia ($\geqslant$ 300 MeV): *a*) Tipo a C con intraferro all'interno; *b*) Tipo a C con intraferro all'esterno; *c*) Tipo a H con intraferro al centro.

fig. 1*b* è il tipo a con sezione C con intraferro esterno; in fig. 1*c* è il tipo a sezione ad H e intraferro nell'interno della H. Il principio di funzionamento è naturalmente lo stesso per tutti questi tipi ([4]). Le particelle percorrono traiettorie di raggio circa costante nel centro dell'intraferro.

Cominciamo dalle energie più basse, ed ecco che vengono primi, sia nel tempo che nella scala delle energie, i sincrotroni da 300 MeV, sincrotroni tutti per elettroni, ed ormai quasi tutti funzionanti. Sono i sincrotroni americani delle Università di California, di Cornell, di Massachusetts (MIT), di Michigan ed il sincrotrone inglese dell'Università di Glasgow. Può essere curioso ricordare perchè questi sincrotroni furono progettati quasi contemporaneamente (nel 1946-47) e tutti per una energia poco superiore ai 300 MeV: a quei tempi si pensava al mesone μ, e non ancora al mesone π. Ora 300 MeV circa è l'energia che occorre per produrre con fotoni contro nuclei una coppia di mesoni μ, e vi erano ragioni per pensare che i mesoni μ fossero creati in coppie. È curioso

([4]) Un'ampia rassegna sui sincrotroni, ricca di dati ed elementi costruttivi si trova in *Annual Review of Nuclear Science*, 1, 169-198 (1952).

TABELLA I. – *Quadro d'insieme degli elettrosincrotroni e dei protosincrotroni di grande energia* (>300 MeV) *in funzione od in avanzata costruzione negli Stati Uniti ed in Inghilterra.*

Caratteristiche \ Macchina	322 Cal. (1)	300 Cornell (2)	330 MIT (3)	400 Glasgow (4)	300 Mi (5)
Magnete:					
— tipo	a 3 gambe come i ciclotroni	cfr. fig. 1*a*)	cfr. fig. 1*a*)	cfr. fig. 1*a*)	cfr. fig. 1*c*)
— peso ferro (tonnellate)	135	75	50	120	12,5
— peso rame (tonnellate)	1,75	1,8	1	3	—
— indice n del campo	0,67	0,67	0,7	0,7	0,6
— raggio dell'orbita d'equilibrio (m)	1	1	1,02	1,25	1
— altezza intraferro (cm)	9,4	8,2	7,3	10	8,7
— larghezza intraferro (cm)	12	14	8,8	20	17
— numero dei settori	—	—	—	—	4
— lunghezza sezioni diritte (m)	0	0	0	0	0,75
Eccitazione magnete:					
— tipo	a impulsi (condensatori)	alternata	a impulsi (condensatori)	a impulsi (condensatori)	alternata (condensatori)
— impulsi al secondo	6	30	2	5	20
Radiofrequenza:					
— tipo di oscillatore	autoeccitato(cl.C)	autoeccitato(cl.C)	autoeccitato(cl.C)	autoeccitato(cl.C)	autoeccitato(cl.C)
— tipo di cavità acceleratrice	cavo coassiale	cavo coassiale	cavo coassiale	cavo coassiale	cavità risonante
— frequenza massima (MHz)	47,7	47,5	46,5	38	32,1
Iniezione:					
— preaccelerazione a betatrone	sì	sì	sì	sì	no
— energia di iniezione (keV)	100	80	80	—	500
— tipo iniettore alta energia	no	no	no	no	trasformatore d'impulsi
Energia massima (MeV)	322	300	330	350	300

(1): Elettrosincrotrone dell'Università di California (Berkeley) da 322 MeV. — (2): Elettrosincrotrone dell'Università di Cornell (Ithaca) da 300 MeV. — (3): Elettrosincrotrone del Massachusetts Institute of Technology. — (4): Elettrosincrotrone dell'Università di Glasgow (Glasgow) (in costruzione). — (5): Elettrosincrotrone dell'Università di Michigan (Ann Arbor).

TABELLA I (*seguito*).

Caratteristiche \ Macchina	500 Caltech (6)	1 200 Cornell (7)	3 500 Cosmotron (8)	1 000 Birmin. (9)	6 000 Bevatron (10)
Magnete:					
— tipo	cfr. fig. 1*c*)	cfr. fig. 1*b*)	cfr. fig. 1*b*)	cfr. fig. 1*b*)	cfr. fig. 1*c*)
— peso ferro (tonnellate)	135	20	1 650	—	?
— peso rame (tonnellate)	20	5	70	—	?
— indice n nel campo	0,6	0,6	~ 0,6	0,7	0,6
— raggio dell'orbita di equilibrio (m)	3,50	3,81	9,15	4,50	15
— altezza intraferro (cm)	~ 25 (*)	4,2	20	10	~ 30
— larghezza intraferro (cm)	~ 100 (*)	10	70	35	~ 120
— numero dei settori	4	4	4	—	4
— lunghezza sezioni diritte (m)	1	1	3,30	0	4,5
Eccitazione del magnete:					
— tipo	a volano	alternata + c.c.	a volano	a volano	a volano
— impulsi al secondo	1	30	0,25	0,1	0,15
Radiofrequenza:					
— tipo di oscillatore	eccitato ad amplificatore (cl. C)	autoeccitato (cl. C) a due cavità	amplificatore a larga banda a induzione e.m.	amplificatore a larga banda tipo ciclotrone	?
— tipo di cavità acceleratrice	cavità risonante	cavità risonante			?
— frequenza massima (MHz)	20,3	64	4,2	9,6	2,5
Iniezione:					
— preaccelerazione a betatrone	no	no	no	no	no
— energia di iniezione (keV, cinetica)	1 000	2 000	3 600	500	10 000
— tipo iniettore alta energia	trasformatore d'impulsi	Van de Graaff	Van de Graaff	Cockroft-Walton	acceleratore lineare
Energia massima (MeV)	500	1 200	3 500	1 300	~ 6 000

(6): Elettrosincrotrone dell'Istituto di Tecnologia di California (Caltech). — (7): Elettrosincrotrone dell'Università di Cornell (Ithaca) da 1 200 MeV in costruzione. — (8): Protosincrotrone del Laboratorio Nazionale di Brookhaven da 3 500 MeV. — (9): Protosincrotrone dell'Università di Birmingham (Birmingham) da 1 000 MeV. — (10): Protosincrotrone dell'Università di California (Berkeley) da 5-6 000 MeV. — (*) Si intende la zona dell'intraferro con $n \cong 0,6$.

pensare oggi a questa ragione, oggi che sei anni sembrano già storia lontana, perchè tutto si è cercato con queste macchine, ma l'unica cosa della quale non ci si è ancora preoccupati è appunto lo studio della creazione delle coppie di mesoni μ, anche se molte volte, e da molte parti, si è detto che questo studio può essere molto interessante.

Il primo in ordine di tempo, ed il primo posto in funzione, è il sincrotrone di California ([4]): esso ancora conserva la struttura a tre gambe dei ciclotroni, per quanto sia costruito in lamierino da trasformatori, ed ha un peso notevolmente maggiore dei suoi pari in energia (cfr. Tab. I).

I tre successivi (300 Cornell, 330 MIT, 400 Glasgow) segnano già un notevole progresso di struttura: il magnete ha perso quella tipica forma « a ciclotrone » che ha ispirato l'architettura dei sincrotroni alla loro origine, ed ha guadagnato notevolmente di peso e di eleganza. La ciambella ove gli elettroni vengono accelerati corre all'interno ed il contorno esterno del sincrotrone è delimitato dai dorsi dei grandi C di lamierino magnetico (cfr. fig. 1*a*).

Un sincrotrone che indica un progresso tecnico rispetto a questi ora detti, è il sincrotrone a sezioni diritte (racetrack, proposto da H. R. CRANE ([5])), dell'Università di Michigan. In esso, come in tutti i seguenti, l'iniezione è veloce ed è eliminata l'accelerazione con fase di betatrone. Questo sincrotrone fu iniziato nel '47, ed è pronto solo da pochi mesi; è il primo che possieda la struttura dei sincrotroni quali adesso si progettano e costruiscono: esso è del tipo indicato in fig. 1*c*.

Proseguendo nel nostro esame riassunto in Tab. I, incontriamo il gigante tra i sincrotroni per elettroni funzionanti oggi nel mondo. Esso è il sincrotrone dell'Istituto di Tecnologia di California (Caltech), anch'esso del tipo di fig. 1*c*. Questo elettrosincrotrone ha cominciato a rendere, cioè a dare risultati sperimentali ai fisici nucleari, proprio quest'estate mentre BERNARDINI ed io eravamo sul luogo. È un sincrotrone con una strana storia, che in un certo senso fa bene sperare per queste macchine. Infatti il sincrotrone di Caltech è stato realizzato con un magnete che in realtà era stato costruito come modello, in scala 1 : 4, dell'enorme magnete per il protosincrotrone di Berkeley (il quale è in costruzione e sarà pronto per la fine dell'anno o per l'inizio dell'anno venturo). Di conseguenza questo elettrosincrotrone è stato fatto usando un magnete in molti riguardi sproporzionato, e cioè eccessivo per dimensioni e per peso. Il magnete è diverso da quello di ogni altro sincrotrone per elettroni, in quanto che non è costruito in lamierino sottile ma in lamiera spessa (circa 1 cm), come normalmente si costruiscono le macchine per protoni, e non è eccitato con un banco di condensatori, ma con un grande generatore connesso ad un volano. È questo un sincrotrone dove l'economia tra ferro e rame non è la soluzione migliore, ed il campo magnetico massimo non è limitato dalla

([5]) H. R. CRANE: *Phys. Rev.*, **69**, 542 (1946).

saturazione del ferro, ma piuttosto dalla potenza di eccitazione, poichè infatti si arriva ad un campo massimo dell'ordine di 5 000 gauss. Col sincrotrone di Caltech si è arrivati sino ad ora a portare gli elettroni a 500 MeV di energia o poco più, e questo è il record attuale tra gli elettrosincrotroni. Ebbene, è interessante osservare che questo elettrosincrotrone non convenzionale è forse, e senza forse, l'elettrosincrotrone che oggi funziona meglio nel mondo. Le ragioni di questo sono l'alto livello tècnico e l'entusiasmo con cui si lavora a Caltech, ma si può anche dire che questo risultato fa bene sperare nella latitudine di scelta che si presenta nella realizzazione di una macchina nucleare.

2·3. – Passiamo ora, sempre nel quadro delle macchine già funzionanti, ai protosincrotroni. Se il sincrotrone di Caltech è il massimo acceleratore di elettroni, il gigante di tutte le macchine nucleari funzionanti è il protosincrotrone di Brookhaven (cfr. Tab. I).

Il protosincrotrone di Brookhaven ([6]) meriterebbe un discorso piuttosto lungo, e francamente ammirativo. Questa macchina, che funziona ormai da quasi un anno, ed ha cominciato a dare proprio ora risultati di enorme interesse, rappresenta, rispetto a tutte le macchine precedenti, un atto di maggior perfezione tecnica, di maggiore economia, e di maggior coraggio. La maggiore perfezione tecnica vi è in ogni particolare; nella precisione e dotazione dei servizi, ma soprattutto nella accuratezza con la quale si sono compiute le misure fondamentali che garantiscono il successo di una macchina, ed essenzialmente le misure di campo magnetico. Gli ingegneri ed i fisici costruttori sapevano che stavano costruendo una macchina difficile e che avrebbe dovuto funzionare in condizioni di lavoro più severe delle altre, e pertanto hanno misurato ogni cosa, con un vero e proprio istituto di misure, curato in ogni particolare. È noto, come dicono i fisici costruttori, che una macchina nucleare non può valere più del suo magnete, e quindi ogni sforzo è stato dedicato a questo magnete. Si sono misurate la componente verticale e la componente orizzontale del campo magnetico nella posizione dell'orbita stabile ed intorno ad essa; si è misurato con gran cura il campo magnetico anche all'esterno della ciambella; si è misurato il campo magnetico lungo le sezioni diritte; ed ognuna di queste misure è stata fatta con precisione maggiore che nei sincrotroni precedenti. Si è lavorato quindi molto ed a lungo sulle misure magnetiche, cioè almeno per un anno, ma questo tempo è stato ampiamente riguadagnato se si pensa che soltanto poche settimane dopo i primi tentativi i protoni già erano accelerati sino ad energie di circa un centinaio di milioni di elettron-volt.

Nel nostro viaggio negli Stati Uniti di quest'estate abbiamo trascorso alcuni giorni a Brookhaven, presso il cosmotrone, più di quanto non comportasse

([6]) *Review of Scientific Instruments*, **24**, n. 9 (Settembre 1953). Questo numero è interamente dedicato al « cosmotrone », come vien detta questa macchina.

il fatto che questa macchina era per protoni e non per elettroni, e quindi non aveva quei particolari che più specificamente a noi occorrono, e che altre macchine invece hanno, e proprio per cogliere i punti fondamentali ed i particolari più interessanti di questa elevatissima perfezione tecnica con la quale a Brookhaven si è lavorato. Noi crediamo di poter dire che se noi sapremo misurare le grandezze con le quali avremo a che fare, come le hanno misurate a Brookhaven, la nostra macchina funzionerà.

Il cosmotrone di Brookhaven rappresenta anche una economia. Infatti le dimensioni dell'intraferro del sincrotrone sono relativamente più piccole di quelle di qualunque altra macchina. Se si fosse dovuto realizzare il cosmotrone usando le stesse ampiezze di intraferro relative che si sono usate per le macchine nucleari precedenti, il cosmotrone, già enorme, sarebbe stato ancora più grande e con un peso almeno triplo o quadruplo, ed avrebbe richiesto una energia per l'eccitazione del magnete almeno doppia.

Ed infine questa macchina rappresenta un atto di coraggio. Basti pensare che quasi contemporaneamente al cosmotrone di Brookhaven presso il Radiation Laboratory di Berkeley si iniziò la costruzione di un sincrotrone per protoni ancora più grande, ma con un'ampiezza di intraferro assolutamente enorme. L'ordine logico delle cose era di costruire prima questo sincrotrone a grande intraferro di Berkeley, e soltanto se questo avesse funzionato di costruire il cosmotrone di Brookhaven ad intraferro più piccolo. Nel corso di questi anni, e per varie ragioni, la precedenza si è invertita, sicchè noi osserviamo questo fatto curioso, che la macchina più coraggiosa e più difficile ha funzionato prima, e forse molto tempo prima, dell'altra.

2·4. – Quanto abbiamo detto sin qui riguarda i sincrotroni funzionanti e che anzi già stanno dando risultati nucleari, cui fra poco accenneremo, di notevolissimo interesse. Ma parliamo un poco dei progetti e delle macchine in costruzione nel mondo, quindi parliamo ora dell'elettrosincrotrone presso il quale BERNARDINI ed io ci siamo fermati più a lungo nel nostro viaggio negli Stati Uniti, e sul quale è molto puntata la nostra attenzione: è questo l'elettrosincrotrone da 1 200 milioni di elettron-volt che si sta costruendo attualmente all'Università di Cornell. Il prof. WILSON ne è il principale progettista ed il maggiore responsabile.

In fig. 2*a* e 2*b* è data la sezione di questo sincrotrone, mentre in fig. 2*c* è data una vista dall'alto. Come si vede, questa macchina è del tipo di fig. 1*b*, ed è la macchina per elettroni di massimo raggio sino ad ora costruita.

Subito si nota che questo è un sincrotrone molto audace, ed anche economico, relativamente ancor più economico, ad esempio, del cosmotrone di Brookhaven. Dalla Tab. I si vede che questo sincrotrone da 1 200 MeV peserà meno di quello già esistente e funzionante alla Cornell University, da 300 MeV.

Infatti, come appare ancora dalla Tab. I, è la prima volta che si osa un'apertura relativa tanto piccola in una macchina nucleare.

Per meglio visualizzare la questione delle aperture relative, abbiamo rappresentato in fig. 3 la sezione di alcune macchine nucleari, assumendo per

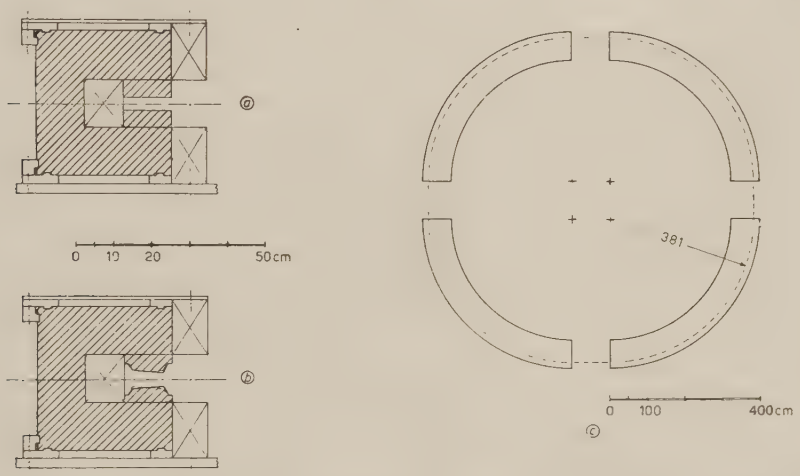

Fig. 2. – Schizzo di massima rappresentante il magnete del sincrotrone dell'Università di Cornell da 1200 MeV. In *a*) è data la sezione per il caso a focheggiamento debole ($n = .6$). In *b*) è data la sezione per il caso a focheggiamento forte ($n = -21$). In *c*) è la vista del magnete dall'alto.

ciascuna quale unità di misura il suo raggio: una macchina nucleare più « audace » di un'altra, nel senso ora detto, appare quindi con un intraferro (gap) più piccolo dell'altra. Il confronto dato in fig. 3 è solo indicativo: in realtà l'« ammettenza » (admittance) di un sincrotrone non dipende solo dalla sua ampiezza relativa, ma anche dalle sue dimensioni assolute.

Il sincrotrone da 1200 MeV della Cornell University raggiungerà un costo confrontabile, se pure un poco maggiore, con i fondi che attualmente abbiamo a disposizione. Noi non possiamo permetterci attualmente in Italia, di osare quanto WILSON con questo suo sincrotrone estremamente economico sta osando e questo per la nostra minore esperienza tecnica, e per il carattere di unicità della nostra impresa: ma naturalmente se questo sincrotrone funzionerà, noi potremo partire da una base di fatto che ci permetterà una notevole economia anche se il nostro progetto potrà differire da quello dell'Università di Cornell in vari particolari.

Quando, in quest'ultimo Luglio, BERNARDINI ed io siamo stati alla Cornell University, si erano iniziate le prime prove per fare circolare gli elettroni nell'intraferro del magnete almeno per i primi giri. Come è noto questi sono i primi passi per ottenere il fascio accelerato, ed i passi successivi sono poi l'accelerare gli

elettroni iniettati e via via spingersi sino ad energie sempre più alte, sin che si raggiunge l'energia massima di funzionamento della macchina. Queste prime prove, estremamente interessanti per noi, sono state fatte con idee chiare, ma di corsa, con furia, con una filosofia diversa da quella che normalmente si impiega nella sperimentazione complessa. Una tecnica molto interessante, per così dire, dell'attacco diretto e senza molti complimenti del problema, pronti se mai a ripiegare e rimeditare se questo primo attacco non ha suc-

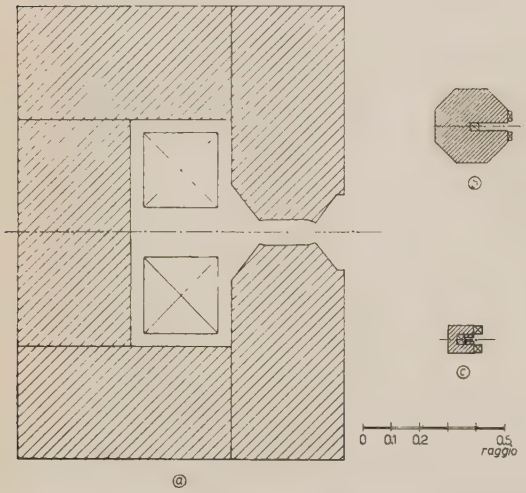

Fig. 3. – Sezioni dei magneti di alcuni sincrotroni esistenti o in funzione. Ciascuno di questi magneti è stato disegnato prendendo ad unità di misura il suo raggio dell'orbita di equilibrio, e quindi tutti i magneti hanno nella figura lo stesso raggio. La figura permette di stimare in prima approssimazione l'« audacia » con la quale si è scelta la dimensione dell'intraferro. (La figura è solo indicativa, perchè in realtà il rendimento di una di queste macchine — a parità di apertura relativa — dipende anche dalle dimensioni assolute dell'intraferro e dalla energia di iniezione). I magneti rappresentati sono: in *a*) il magnete del 300 Cornell (cfr. Tab. I); in *b*) il magnete del 3 500 Cosmotron (cfr. Tab. I); in *c*) il magnete del 1 200 Cornell (cfr. Tab. I).

cesso. L'attacco era in corso quando io sono ripartito, e non sapremo prima di alcuni mesi dell'esito di questa macchina.

Ma non debbo dimenticare una informazione, di carattere fondamentale. Questo sincrotrone in preparazione a Cornell presenta, rispetto ai precedenti, alcuni vantaggi notevolissimi; tra questi la semplicità di montaggio e di verifica, e la possibilità di cambiare i poli che si affacciano sulla ciambella. Questa possibilità è stata suggerita dal recente progresso nello studio della focalizzazione delle orbite elettroniche e cioè dall'invenzione del focheggiamento forte. Infatti i poli del sincrotrone di Cornell sono facilmente sostituibili ed è possibile passare dai poli convenzionali a focheggiamento debole, ai poli a focheggiamento forte. Il focheggiamento forte dei poli che WILSON ha adesso posto in opera è un focheggiamento forte per un valore relativamente basso di n, intorno a 21. Esso non è quindi un focheggiamento forte a gradiente molto spinto, quale quello che si è pensato, o forse si può dire sognato, nei primi lavori sul focheggiamento forte, quando si è parlato di indici del campo (che si indicano con n) di parecchie centinaia o migliaia. Il prof. WILSON è pronto

a tornare al focheggiamento debole con nuovi poli, se questo tentativo con poli a focheggiamento forte non avrà successo.

Altri centri ed altri paesi stanno pensando di raggiungere il miliardo di elettron-volt con elettrosincrotroni. Citiamo il programma di profonde modifiche, o diciamo addirittura di ricostruzione, che ha il Caltech nei riguardi del proprio sincrotrone funzionante a 500 MeV, quello del quale abbiamo parlato prima. Infatti si progetta di inserire dei poli entro l'attuale cavità. Con questo la regione utile del campo verrà di molto ridotta, ma si potrà raggiungere un campo molto più elevato, di circa 10 000 gauss, anzichè gli attuali 5 000, e si potrà quindi arrivare ad almeno un miliardo di elettron-volt.

Un altro sincrotrone per elettroni da un migliaio di MeV, ma il cui progetto è molto meno avanzato, è allo studio nella Svezia. A Stoccolma si sta studiando un sincrotrone che impieghi decisamente, diciamo in modo irreversibile, se reversibile era la maniera del prof. WILSON di Cornell, i criteri del focheggiamento forte.

Eccoci dunque anche noi nel pieno di quella discussione o quasi polemica, che oggi si sta facendo in tutto il mondo tra focheggiamento debole e focheggiamento forte ([7]). Naturalmente si è discusso molto di ciò, in questi mesi, sia direttamente con gli scopritori del focheggiamento ofrte, ai quali siamo debitori di molti suggerimenti, che con altri esperti di macchine nucleari. Possiamo dire che in generale si pensa che il focheggiamento forte non sia molto conveniente per macchine di raggio relativamente piccolo, per esempio sotto i cinque metri, quali gli elettrosincrotroni esistenti o in progetto. Infatti in questo caso il valore dell'indice n non può essere elevato (difficilmente può essere $n > 50$) ed il focheggiamento debole resta allora validamente in gara, poichè può riuscire a compensare le più ampie oscillazioni di betatrone con la minore sensibilità alle imperfezioni del magnete. D'altra parte vi è in corso l'esperimento del sincrotrone a focheggiamento forte dell'Università di Cornell, e tra pochi mesi avremo una risposta sperimentale su questa difficile questione.

In quanto a noi, poi, possiamo dire, in conclusione, che ancora non abbiamo deciso quale focheggiamento usare: ma che la scelta cadrà sulla focalizzazione forte solo se essa apparirà sicuramente conveniente, altrimenti potremmo esporci ad un richio non necessario in vista di un vantaggio non notevole e non sicuro. Naturalmente è sempre un po' triste e non persuade mai del tutto il rinunciare ad una direzione di lavoro molto promettente se pure un po' confusa, in favore delle idee vecchie, che come spesso accade sono le idee più chiare. Si comprendono quindi le attuali incertezze della nostra Sezione.

([7]) E. D. COURANT, M. S. LIVINGSTONE and H. S. SNYDER: *Phys. Rev.*, **88**, 1190 (1952).

Terminata questa rapida scorsa dei sincrotroni esistenti, parliamo ora un poco del nostro progetto, inquadrandolo nella attività mondiale delle macchine nucleari delle quali si è cercato di fronteggiare la situazione attuale.

3. – Attività della Sezione Acceleratore per la definizione del progetto.

3·1. – Dopo i viaggi in Inghilterra e negli Stati Uniti noi abbiamo gli elementi fondamentali per esaminare il nostro progetto e giustificare la nostra scelta.

Cominciamo dalla questione fondamentale: perchè un elettrosincrotrone, e non ad esempio un acceleratore lineare o un protosincrotrone? Noi possiamo dividere le macchine nucleari in macchine per protoni e macchine per elettroni. Le macchine per protoni sono, a parità di energia e di intensità, più pesanti e molto più costose delle macchine per elettroni: poichè a tutt'oggi la Fisica degli elettroni veloci e dei loro fotoni non è meno interessante della Fisica dei protoni, il Consiglio Direttivo dell'I.N.F.N., in base ad una stima anche approssimativa dei costi, ha ritenuto di scegliere una macchina per elettroni di alta energia. Questa ragione, economica, è stata preponderante nel restringere la nostra scelta alle macchine per elettroni. D'altronde accenneremo nel seguito alla Fisica estremamente interessante che si sta facendo con i fotoni.

Ed eccoci allora alla questione subordinata alla prima: gli elettroni di alta energia si possono ottenere con acceleratori lineari [8] (prof. PANOFSKY, Università di Stanford, California), oppure con sincrotroni per elettroni. Perchè scegliere un elettrosincrotrone invece di un acceleratore lineare? Quali sono i vantaggi e le difficoltà per l'uno e per l'altro?

La massima energia sino ad ora raggiunta con gli acceleratori lineari è circa 400 MeV; la massima energia raggiunta con gli elettrosincrotroni (all'Istituto Tecnologico di California, come si è detto) è di circa 500 MeV. I due tipi di macchine per elettroni hanno prestazioni notevolmente diverse: accenniamo qui alle fondamentali differenze di impiego nel campo delle alte energia ($\geqslant$ 400 MeV).

a) Il fascio di elettroni uscente da un acceleratore lineare è meglio collimato che quello che si può sperare di ottenere da un elettrosincrotrone. Se occorre un fascio rettilineo, questo fascio è di gran lunga più intenso e preciso in un acceleratore lineare.

b) Il fiotto di elettroni (o fotoni) uscente da un acceleratore lineare ha una durata di pochi microsecondi; invece nell'elettrosincrotrone (ad esempio in quello di Caltech dianzi citato) il fiotto può durare 5000 microsecondi o

---

[8] *Annual Review of Nuclear Science*, **1**, 199-206 (1952).

anche più. Questo permette negli elettrosincrotroni una sperimentazione con rivelatori del tipo delle coincidenze dei contatori che diviene molto più difficile con gli acceleratori lineari.

c) La fatica di manutenzione di un acceleratore lineare è maggiore (negli Stati Uniti) che la corrispondente fatica per un elettrosincrotrone. Le difficoltà tecniche per costruire un acceleratore lineare sono molto maggiori di quelle per ottenere un elettrosincrotrone, specialmente in vista delle estrema cura e specializzazione per la realizzazione dei klystron, necessari agli acceleratori lineari.

L'esame di questi fatti fondamentali porta alla conclusione che gli acceleratori lineari sono più adatti degli elettrosincrotroni per le ricerche che si vogliono compiere usando direttamente il fascio di elettroni. Ricordiamo in proposito le brillanti esperienze in corso di PANOFSKY e HOFSTADTER sulle interazioni nucleo-elettrone.

Invece è ancora da preferire sotto molti riguardi l'elettrosincrotrone nelle interazioni foto-nucleari, soprattutto per quanto si è detto in *b*), e perchè è possibile ottenere anche dagli elettrosincrotroni un fascio di fotoni ben collimato. Quanto sopra vale bene inteso sino ad energie dell'ordine dei 1 000-1 500 MeV. Se si vanno a considerare energie molto maggiori (non ancora in vista per gli elettroni nè negli Stati Uniti, nè in Europa), allora è da prevedere da un certo punto in poi la superiorità degli acceleratori lineari, poichè in essi le perdite per irraggiamento durante l'accelerazione sono quasi trascurabili, mentre come è noto queste perdite diventano imponenti nelle macchine circolari per elettroni.

Per quanto riguarda le difficoltà di realizzazione in Italia dell'una o dell'altra macchina si può osservare quanto segue. In un elettrosincrotrone il magnete costituisce il pezzo di massimo impegno, e si richiede per esso una industria di costruzioni elettromeccaniche di elevatissima capacità. In un acceleratore lineare i problemi fondamentali sono di elettronica, ed anzi di elettronica di altissimo rango: basti dire che all'Università di Stanford, PANOFSKY impiega quali generatori di campo elettromagnetico dodici klystron ciascuno di 20 Megawatt di picco, e che la vita media di ognuno di questi klystron sino ad ora raggiunta è soltanto di 1 000 ore, dopo di che il klystron torna all'officina per quasi un mese. Ora è da dire che in Italia l'elettronica non è purtroppo altrettanto avanzata che l'elettromeccanica; ed è perciò che alla fine del nostro viaggio, e dopo aver visitato l'uno e l'altro tipo di macchine, con i laboratori annessi, siamo arrivati alla conclusione che oggi in Italia è da preferirsi la costruzione di un elettrosincrotrone. Questa decisione a posteriori concorda con la decisione raggiunta nel Marzo '53 dall'I.N.F.N. È da dire che essa rientra anche nella categoria delle decisioni da prendersi per non restare fermi, e se si vuole evitare di costruire in un tempo infinito una macchina infinita-

mente bella. Non è detto, a tutt'oggi, che la decisione opposta, cioè di costruire un acceleratore lineare, sarebbe un netto errore. Parliamo dunque del nostro sincrotrone.

3.2. – Dopo il primo periodo di preparazione culturale e di studio noi abbiamo iniziato, nell'Aprile 1953, il progetto per un elettrosincrotrone da 600 MeV. Questa energia era circa la massima compatibile con i fondi a nostra disposizione.

Con questa energia avremmo potuto, ad esempio, esplorare le interazioni fotone-nucleone a lunghezze d'onda minori di quelle sino ad ora raggiunte, là dove le sezioni d'urto per fotoproduzione di mesoni sembrano calare con un ritmo ancora ignoto. Avremmo anche potuto estendere quel confronto tra i processi di diffusione mesone-nucleone (che si studiano con i protosincrotroni e i sincrociclotroni), ed i processi di fotoproduzione, un confronto che sta tanto contribuendo a chiarire la struttura dei campi nucleari ([9]).

Questo progetto non era neppure allora, nelle nostre intenzioni, definitivo, ma ci era necessario anche per appoggiare su basi solide i nostri problemi, e per iniziare il dialogo con la nostra industria, per stabilire tra l'altro se essa era all'altezza delle difficoltà prevedibili.

I dati fondamentali relativi al nostro sincrotrone da 600 MeV sono riportati in Tab. II, colonna (2); un disegno di massima è dato in fig. 4. Come si vede abbiamo tenuto dimensioni piuttosto generose, diciamo di sicurezza, per quanto riguarda raggio dell'orbita e peso del magnete. Il tipo è a ciambella esterna (fig. 1*b*), come ad esempio il cosmotrone di Brookhaven e l'elettrosincrotrone di Cornell, affinchè, tra gli altri vantaggi, più comoda possa risultare l'estrazione del fascio.

Come si vede in Tab. II il nostro sincrotrone è del tipo a focheggiamento debole: infatti, sin che il raggio si aggira sui due metri, e l'energia è ancora notevolmente al di sotto di un GeV, noi riteniamo che il focheggiamento debole sia senz'altro il più conveniente. Ma, come diremo tra poco, è per noi enormemente conveniente raggiungere i 1 000 MeV, e noi speriamo di abbandonare il modello scuola da 600 MeV del quale sto parlando, per sostituirlo con uno di maggiore energia.

I nostri studi per il modello da 600 MeV verranno illustrati in altra Sezione del Congresso. Ricordo soltanto che la posizione dei conduttori e la forma del C (fig. 4), sono state precisate con uno studio sui modelli in vasca elettrolitica; le dimensioni della ciambella sono state scelte dopo lo studio teorico dell'iniezione fatto dal gruppo teorico del prof. Persico.

Questo progetto da 600 MeV è stato portato da noi nel nostro viaggio, ed è stato discusso con gli esperti in macchine nucleari degli Stati Uniti. Ebbene,

---

([9]) R. E. Marshak: *Meson Physics* (New York, 1952).

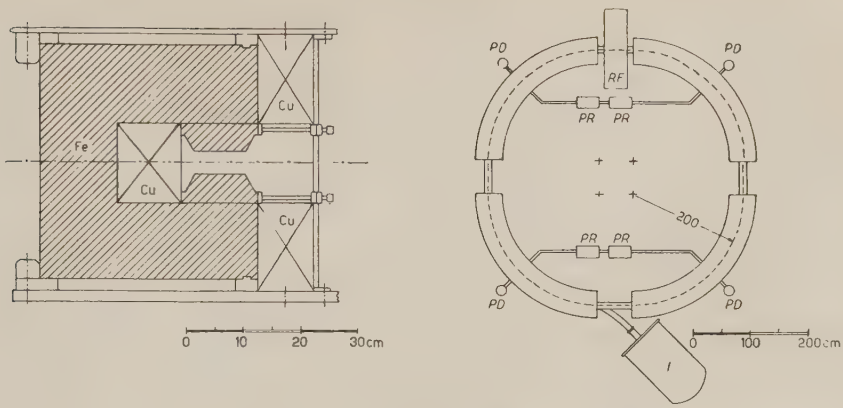

Fig. 4. – Sezione e vista dall'alto (disegno di larga massima) dell'elettrosincrotrone da 600 MeV progettato dalla Sezione Acceleratore (cfr. tab. II. col. (2)). Simboli: Fe = ferro; Cu = rame; RF = cavità rientrante a radiofrequenza; I = iniettore; PD = pompe a diffusione; PR = pompe rotative.

Bernardini ed io riteniamo di poter dire che il progetto svolto dai nostri diversi gruppi di lavoro ha sostenuto bene la prova: questo esame ha quindi aumentato la nostra fiducia.

Abbiamo con noi una serie di disegni, e potremo illustrare questo progetto di massima a chi lo volesse.

Ora, come dicevo, il viaggio negli Stati Uniti ci ha portati alla conclusione che è estremamente conveniente per noi raggiungere una energia maggiore di 600 MeV, e dell'ordine invece di 1000 MeV: la quale è quasi una energia limite agli elettrosincrotroni convenzionali per via delle perdite per irraggiamento. Preferiamo quindi illustrare qui nel seguito le ragioni di questa nuova esigenza, cominciando, per giustificarla, con il tratteggiare la situazione attuale delle ricerche fotonucleari presso i grandi sincrotroni.

4. – Ricerche in corso negli Stati Uniti, e ragioni per alzare l'energia del nostro elettrosincrotrone da 600 a 1000 MeV.

4·1. – Il problema più importante al quale gli elettrosincrotroni si stanno dedicando è quello della produzione di mesoni nell'urto fotone-nucleone, ed in particolare nell'urto fotone-idrogeno. In quest'ultimo tipo d'urto è possibile, tra l'altro, fare un bilancio completo dei momenti e delle energie, e quindi valutare le sezioni d'urto con la massima informazione diretta.

Ricordiamo qui tra le altre le esperienze di fotoproduzione di mesoni π a energie basse, prossime all'energia di soglia, e le esperienze di fotoproduzione

ad alta energia recentemente inaugurate all'Istituto di Tecnologia di California con il sincrotrone da 500 MeV.

4·2. – Le esperienze a bassa energia sono in corso con gli elettrosincrotroni di 300-350 MeV e con il grande betatrone di Urbana (Università dell'Illinois) da 330 MeV. Scopo primo di queste ricerche è di dare la sezione d'urto differenziale per l'urto fotone-nucleone. Questa è una ricerca semplice concettualmente, ma sperimentalmente molto delicata, per le particolari cure occorrenti nella definizione dell'energia del fascio di fotoni, della forma e posizione del diffusore, e per la difficoltà di raccogliere una statistica abbondante. È evidente inoltre il vantaggio, anzi la necessità, di lavorare con idrogeno leggero e pesante quale bersaglio dei fotoni: ma solo pochi Istituti dispongono sinora di idrogeno e deuterio liquido.

La sezione d'urto di produzione di mesoni carichi da fotoni di 200-270 MeV è allo studio all'Università di Cornell, con una tecnica che impiega un grosso magnete deflettore e rivela i mesoni per mezzo di contatori. Alla stessa Università si studia la fotoproduzione di mesoni π neutri nell'urto fotone-deuterio.

Alla Università dell'Illinois, con il grande betatrone da 300 MeV, si sta studiando la fotoproduzione dei mesoni da idrogeno cercando di restare il più possibile prossimi alla soglia di produzione (160-190 MeV). La tecnica usata è di rivelare i mesoni prodotti in idrogeno liquido con lastre nucleari esposte in posizioni diverse, in modo da ricavare in una sola esposizione al fascio di fotoni il valore della sezione d'urto a diversi angoli.

I risultati di queste ricerche a bassa energia non sono a tutt'oggi completi, ed ancora sono da prevedere anni di accurato lavoro. Comunque appare già chiaro che a bassissime energie (160-190 MeV) è nettamente prevalente il contributo dell'onda S. Inoltre, se si fa un'analisi per multipoli dell'interazione fotone-nucleone, la dipendenza dall'energia dei fotoni e la distribuzione angolare indicano che il fotomesone è prodotto con un assorbimento di dipolo elettrico (Bernardini e Goldwasser).

A energie leggermente maggiori (200-270 MeV) la fotoproduzione si descrive tenendo conto anche dell'onda P: è attualmente in discussione se nello stato P si osserva l'effetto di quel livello di risonanza di momento angolare 3/2 e spin isotopico 3/2 che è stato suggerito dalle esperienze di diffusione dei mesoni π.

L'urto fotone-idrogeno e l'urto fotone-deuterio dovranno tra l'altro fornire ai teorici i mezzi per una trattazione almeno fenomenologica delle interazioni fotone-protone e fotone-neutrone. Accanto a questi urti, altri sono allo studio, di fotoni di bassa energia contro nuclei diversi, elio, litio, e poi su su salendo fino ai grossi nuclei statistici. Tra gli scopi di tali ricerche vi è, fondamentale, quello di indagare sulla struttura dei nuclei, e di mettere alla prova diverse ipotesi: ad esempio quella che i nucleoni nel nucleo sono, preferenzialmente, legati in gruppi di due, ciascun gruppo essendo una sorta di pseudo-deutone. Natural-

mente queste ricerche sulla struttura nucleare sono di elevato interesse a varie energie, anche sotto la soglia di produzione dei mesoni, ed anche se si studiano fotointerazioni senza emissione di mesoni, come ad esempio si fa all'Università dell'Illinois nella fotodisintegrazione dell'elio.

4·3 – Le esperienze ad alta energia (e cioè con fotoni da 400-500 MeV) sono in corso all'Istituto di Tecnologia di California (Caltech), il quale è il solo istituto che disponga, come abbiamo detto, di un «fascio» di fotoni di tanta energia.

I ricercatori di Caltech stanno affrontando la fotoproduzione di mesoni in idrogeno con due eleganti tecniche diverse tra loro. In una disposizione sperimentale essi impiegano un'ampia camera contenente idrogeno ad alta pressione nella quale sono prodotti i mesoni; questi mesoni sono analizzati con un grande elettromagnete, e vengono contati con due larghi contatori a scintillazione liquidi, posti in una regione focale del magnete. In un'altra disposizione essi impiegano semplicemente dei telescopi di contatori. I mesoni sono prodotti ancora in idrogeno e la loro energia è ricavata misurando la ionizzazione su un percorso fisso. L'energia del mesone e l'angolo di produzione determinano l'energia del fotone produttore. Le due disposizioni sono circa equivalenti nei riguardi della definizione dell'energia del fotone.

Scopo di queste ricerche è l'ottenere la sezione d'urto fotone-nucleo a diverse energie, dalla soglia sino a fotoni di almeno 470 MeV. Il problema è di estremo interesse: infatti si può dire che è completamente inesplorata la regione delle interazioni fotonucleari al di sopra dei 300 MeV, tranne che per le dubbie interazioni dei raggi cosmici. Come è noto, è da prevedere che la sezione d'urto aumenti con l'energia sino ad un massimo ad una certa distanza dalla soglia, e poi cali: le esperienze di Caltech cercano tra l'altro l'esistenza di quel massimo e la sua dipendenza dalla quantità di moto dei mesoni prodotti. Ebbene, i risultati sino ad ora ottenuti sembrano indicare l'esistenza di un massimo della sezione d'urto totale di fotoproduzione a circa 300 MeV; oltre i 300 MeV la sezione d'urto cala rapidamente, ed è meno della metà del massimo a 450 MeV. L'esistenza di un massimo si conferma anche nell'andamento delle sezioni d'urto differenziali; esso sembra in generale più pronunciato per mesoni emessi sotto un angolo elevato, più piatto per mesoni emessi in avanti. Naturalmente non si può ancora dire se questo è l'unico massimo, e se questo è il massimo dei massimi.

Questi risultati ad alta energia, pur incompleti, appaiono a prima vista di difficile interpretazione teorica, anche perchè ad alcune centinaia di MeV dalla soglia mesonica diviene importante il contributo di stati di momento angolare elevato. Il loro interesse è ancora aumentato dal fatto che sarà finalmente possibile porre a confronto con questi risultati di Caltech i risultati

sulla diffusione dei mesoni (esperienze con il sincrociclotrone di Chicago) di 100-200 MeV ([10]).

4·4. – Ma, come si è detto, l'energia di 500 MeV appare particolarmente « difficile », ed abbiamo trovato chiaro in tutti i ricercatori impegnati in queste ricerche il desiderio di andare ad energie più elevate.

Infatti è piuttosto diffusa l'opinione che le difficoltà interpretative siano dovute ad una forte interazione, più o meno diretta, tra i mesoni π; quindi per energie elevate, dove sono interessati più mesoni simultaneamente, non è più possibile una trattazione del problema con le equazioni lineari del tipo elettrodinamico. Conviene pertanto portarsi in una regione di più alta energia, nella quale i mesoni interessati nell'urto abbiano una notevole probabilità di comparire in stati reali, sicchè sia possibile misurare partitamente l'andamento del processo nucleare.

Questo significa anche andare nella regione di energia ove si possono produrre i mesoni pesanti. Se, come è ormai accertato, il mesone τ disintegra in tre mesoni π, questa è la più semplice formazione di più mesoni π che appaia allo stato reale, almeno tra quelle sicuramente accertate. La soglia di produzione dei mesoni τ si trova a circa 620 MeV, e siccome non è possibile lavorare proprio sulla soglia, e si deve tener conto del grande sparpagliamento in energia dei fotoni, si conclude che per essere in condizioni di studiare la produzione dei mesoni τ diviene necessario il disporre di un sincrotrone da circa 1 000 MeV.

L'invito a superare con il nostro sincrotrone l'energia di 600 MeV ci viene anche dalle esperienze sull'urto dei mesoni π contro i nuclei atomici, quali sono attualmente in svolgimento con il cosmotrone di Brookhaven. È noto come l'interazione fotone-nucleone con produzione dei mesoni e l'urto mesone-nucleone siano fenomeni in stretta relazione tra loro. È possibile infatti, almeno in parte dei casi, descrivere i due fenomeni considerando uno stato intermedio nel quale un quanto è stato assorbito (nel primo caso un fotone, nell'altro un mesone) ed uno stato finale nel quale si ha emissione di un mesone π. C'è un caso anzi nel quale i due processi sono l'uno l'inverso dell'altro: l'uno è l'urto mesone-nucleone con cattura del mesone π ed emissione di un quanto γ, l'altro è la normale fotoproduzione dei mesoni π: due reazioni che possiamo scrivere nel modo seguente:

$$\pi^- + \mathrm{P} \rightleftarrows \gamma + \mathrm{N}\,.$$

Ebbene, questa possibilità permette di legare le modalità dell'un processo all'altro una volta che si siano fatte alcune ipotesi abbastanza generali sulle

([10]) H. L. Anderson, E. Fermi, R. Martin and D. E. Nagle: *Phys. Rev.*, **91**, 155 (1953).

forze mesoniche, e quindi lo studio sperimentale parallelo dei due processi può servire ad indicarci il sentiero giusto nella attuale selva del formalismo.

Questo studio parallelo si fa attualmente partendo dalla soglia di produzione dei mesoni, ove esso è particolarmente semplice poichè sono interessati soltanto stati di basso momento angolare, sino alla massima energia consentita dall'elettrosincrotrone di Caltech e dal sincrociclotrone di Chicago.

Ma su questa strada si sta progredendo, e, con il cosmotrone di Brookhaven, i fisici sono ormai in grado di studiare l'urto mesone-nucleo sino a 1 000 MeV; ne viene quindi la convenienza e l'urgenza di disporre di un fascio di fotoni di almeno 1 000 MeV, per studiare la fotoproduzione dei mesoni ad energie dello stesso ordine.

Questo studio e confronto sarà tanto più interessante e necessario in quanto che le sezioni d'urto mesone-nucleone ad alta energia presentano un andamento piuttosto inatteso: pare ad esempio che la sezione d'urto totale $\sigma(\pi^-, p)$ presenti un secondo massimo oltre i 700 MeV, e che invece la sezione d'urto totale $\sigma(\pi^+, p)$ sia molto minore della precedente a quella energia.

A questo proposito è da dire che un elemento importantissimo, nella riuscita di un elettrosincrotrone, è l'intensità del fascio di elettroni finale: ebbene, dato l'andamento delle sezioni d'urto di diffusione dei mesoni ora detto, non si può escludere che la sezione di fotoproduzione, che è molto bassa verso i 450 MeV (Caltech), possa risalire sino a valori che permettano lo studio diretto del fascio mesonico anche con gli elettrosincrotroni.

Come è noto questo studio è possibile attualmente soltanto con le macchine che accelerano protoni. Il non precluderci questa pur incerta possibilità può essere un'altra ragione per desiderare un elettrosincrotrone da 1 000 MeV anzichè da 600 come era stato deciso all'inizio del nostro progetto.

Ed infine non dimentichiamo che un altro argomento a favore dei 1 000 MeV, oltre questi, un po' vaghi, sin'ora detti, è che tra pochi anni due elettrosincrotroni da 1 000 MeV saranno in funzione negli Stati Uniti: quello descritto dell'Università di Cornell, e quello rifatto di Caltech. È vero che la Fisica nucleare non si fa solo con la corsa alle alte energie, ma è certo che non è bene rinunciare in partenza alle ampie possibilità di ricerca che si offrono in regioni nuove, se ciò non è necessario.

4·5. – Ma quali sarebbero per noi le conseguenze tecniche ed economiche di un cambiamento di energia da 600 a 1 000 MeV?

Quanto possiamo oggi dire è solo approssimativo, e ci vorrà qualche mese per definire il progetto di un elettrosincrotrone da un GeV. Faremo qui soltanto alcune osservazioni.

Un elettrosincrotrone da 1 000 MeV non presenta difficoltà nettamente maggiori che uno da 600 se non in alcune parti, quale, ad esempio, l'accelerazione a radio frequenza per le aumentate perdite di energia degli elettroni

per irraggiamento. In Tab. II, osservando i dati della seconda e terza colonna, è possibile fare il confronto tra la macchina da 600 MeV, e le dimensioni corrispondenti (approssimative) per un elettrosincrotrone da 1 000 MeV. Analogo confronto può farsi esaminando le fig. 4 e 5. Come si vede, maggiore deve essere

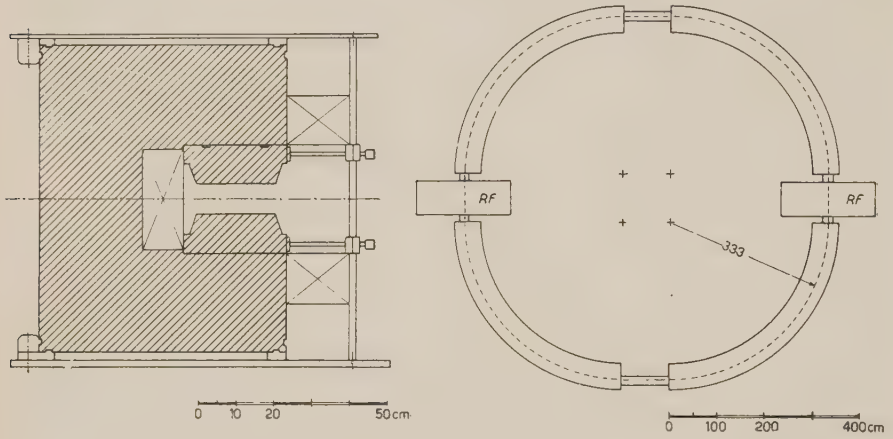

Fig. 5. – Sezione e vista dall'alto (disegno solo approssimativo) dell'elettrosincrotrone da 1 000 MeV considerato in tab. II, col. (3).

il magnete da 1 000 MeV e per raggio e per dimensioni dell'intraferro. Questo impone un maggiore impianto per l'eccitazione del magnete, e suggerisce un iniettore di energia maggiore, per non iniettare ad un campo magnetico troppo basso. Inoltre dovranno essere aumentate le dimensioni dell'edificio che conterrà l'elettrosincrotrone.

Si può quindi affermare che il passaggio da 600 a 1 000 MeV è più un problema economico che un problema tecnico. A questo proposito osserviamo ancora che in linea di massima non ci sembra da escludere, per quanto sia ancora da studiare attentamente, una soluzione del tipo seguente. Si costruisce un elettrosincrotrone per 600 MeV che abbia un magnete delle dimensioni indicate in Tab. II, da 1 000 MeV; per tenere gli elettroni da 600 MeV questo magnete sarà eccitato sino ad un valore del campo che è solo i 3/5 del campo occorrente per raggiungere i 1 000 MeV. Questo elettrosincrotrone da 600 MeV non verrebbe probabilmente a costare molto di più di quello prima descritto (Tab. II, col. (2)); ma vi è il notevole vantaggio che quando vorremo e potremo aumentare l'energia degli elettroni da 600 MeV sino a 1 000 MeV, potremo usare lo stesso magnete, e si tratterà essenzialmente di aumentare la potenza dell'eccitazione e quella del sistema a radio frequenza. È una soluzione intermedia, questa, e forse con tutti gli inconvenienti, anche psicologici, ed essa connessi, ma che ci sembra tuttora degna di considerazione.

TABELLA II.

Dati di massima ricavati dai progetti in corso di studio presso la Sezione Acceleratore dell'I.N.F.N.

Nella 2ª colonna sono riportati i dati di massima per un progetto di un elettrosincrotrone da 600 MeV. Nella colonna 3ª quelli per un elettrosincrotrone da 1 000 MeV.

Caratteristiche \ Macchina	da 600 MeV	da 1 000 MeV
Magnete:		
tipo	cfr. fig. 4	cfr. fig. 5
peso ferro (tonnellate)	15	90
peso rame (tonnellate)	3,5	12
induzione massima (Wb/m^2)	1	1
indice n del campo	0,58	0,6
raggio della traiettoria (m)	2,00	3,33
altezza interferro (cm)	5	8
larghezza intraferro (cm)	12	21
numero settori magnete	4	4
lunghezza sezioni diritte (m)	0.6	1
Eccitazione:		
impulsi al secondo	10	25
tipo	alternata	alternata + c.c.
energia massima del campo magnetico nell'intraferro (Joule)	$6 \cdot 10^4$	$2.5 \cdot 10^5$
Vuoto:		
pompe a diffusione	4 da 500 l/s	4 da 2 000 l/s
pompe rotative	4	4
materiale ciambella	pyrex	pyrex
spessore ciambella (mm)	~ 8	~ 10
Tipo di focheggiamento	debole	debole
Radio frequenza:		
tipo di oscillatore RF	eccitato ad amplificat.	eccitato ad amplificat.
tipo di cavità acceleratrice	rientrante	rientrante
numero di cavità risonanti	1	2
ordine della armonica di funzionamento	4°	4°
frequenza massima (MHz)	80	48,1
Iniettore:		
tipo	trasformat. d'impulsi	Van de Graaff
energia (keV)	1 000	2 000
Energia massima (MeV)	600	1 000

5. – Riassunto e conclusione.

Riassumendo, noi abbiamo voluto esporre l'attività del gruppo di studio istituito per la costruzione di un elettrosincrotrone. Il gruppo ha lavorato alla preparazione di un progetto per un elettrosincrotrone da 600 MeV, e di esso si presentano in questo Congresso le caratteristiche generali. Il progetto non è certo ancora completo (non vi è stato tra l'altro tempo sufficiente) ma già ci permette di concludere che la nostra industria in Italia è in grado di realizzare la macchina che verrà progettata.

Comunque, un altro voleva essere lo scopo di questa relazione, e cioè quello di impostare il problema e discutere nuovamente le nostre decisioni generali in base all'esperienza recentemente acquisita nei nostri scambi con l'estero e nei nostri viaggi negli Stati Uniti.

Utilizzando tutte queste informazioni, noi siamo arrivati ancora alla conclusione che un elettrosincrotrone è la macchina nucleare più conveniente per l'Italia, ma che l'energia scelta di 600 MeV è relativamente bassa, in quanto ci tiene al di sotto della soglia di apparizione di alcuni fondamentali processi nucleari, e non permette di estendere alla regione dei 600-1 000 MeV il confronto tra la fotoproduzione dei mesoni e la diffusione dei mesoni: il quale confronto è di grande interesse e di guida alle ricerche nucleari.

Pertanto noi ci auguriamo vivamente che sia possibile trovare in Italia i mezzi per portare il nostro elettrosincrotrone da 600 a 1 000 MeV.

X

Ricerche di fisica nucleare in corso a Berkeley.

E. Segrè

Università di California - Berkeley, Cal. (U.S.A.)

L'attività del Radiation Laboratory di Berkeley è assai complessa ed è rivolta principalmente nelle seguenti direzioni: costruzione e sviluppo di acceleratori, fisica nucleare in senso lato, includendo cioè la fisica dei mesoni; chimica; biologia e applicazioni mediche. Evidentemente è impossibile nel breve tempo a disposizione di passare in rivista tutte queste attività. Mi limiterò pertanto a quelle che hanno stretta attinenza colla fisica e anche per quelle dovrò fare una scelta alquanto arbitraria dei soggetti.

Il lavoro sulle macchine è specialmente concentrato sul bevatrone, il quale dovrebbe essere completato verso la fine dell'anno, in modo da poter cominciare le prove di funzionamento nei primi mesi del 1954. La macchina dovrebbe raggiungere i 6 GeV, a pieno carico. Nell'estate o nell'autunno del 1954 verranno iniziati i lavori per trasformare il ciclotrone da 184 pollici, che ora dà protoni di 340 MeV, in una macchina capace di dare protoni di circa 700 MeV. Ciò sarà raggiunto aumentando il campo magnetico fino a circa 23 000 gauss per mezzo di bobine ausiliarie e ricostruendo gli oscillatori a frequenza variabile. Questi saranno ottenuti con condensatori la cui capacità varia, non con un sistema rotante, come avviene ora, ma per avere le armature fissate ai rebbi di speciali diapason.

Questa trasformazione metterà la macchina fuori servizio per vari mesi della seconda metà del 1954.

Un altro sviluppo strumentale interessante è quello di uno spettrometro a tempo di volo per neutroni da 90 MeV. Le prove di tale strumento sono state soddisfacenti e nei limiti della debole intensità con cui può lavorare permetterà una misura assai più accurata delle energie dei neutroni usati in varie esperienze.

Passando alla fisica nucleare in senso ristretto il programma sull'urto tra protoni e protone-neutrone séguita a svilupparsi e in particolare sono state ricavate informazioni interessanti sullo scattering neutrone-protone per angoli piccoli: e precisamente fino ad energia di 90 MeV la curva della sezione d'urto differenziale è simmetrica intorno a 90° (centro di massa), mentre per energie più alte la curva mostra una pronunciata asimmetria, nel senso che la sezione d'urto differenziale è notevolmente maggiore a 180° che a 0°.

Per l'urto protone-protone è stata misurata la sezione d'urto totale con un metodo di attenuazione per cercare di risolvere alcune discrepanze tra i risultati di Berkeley e quelli di altri laboratori, specialmente di Harwell. Queste nuove misure hanno confermato i nostri valori precedenti di circa 3,6 mb/sterad a 340 MeV. Uno sviluppo interessante di questi studi è la produzione di raggi di protoni di circa 300 MeV fortemente polarizzati. Per quanto sia prematuro riferire i particolari, i risultati sperimentali indicano chiaramente che si sono ottenuti raggi in cui circa il 70% dei protoni sono orientati.

In un altro campo si sono fatti esperimenti per paragonare le reazioni

$$p + d = {}^3H + \pi^+$$
$$p + d = {}^3He + \pi^0$$

e controllare in tal modo l'ipotesi della indipendenza delle forze nucleari dalla carica elettrica. Anche queste ricerche non sono completamente finite. I risultati ottenuti finora sono in accordo coll'ipotesi indicata.

Il lavoro sulla misura precisa delle masse mesoniche basato sulla determinazione simultanea del percorso e dell'impulso volge ormai alla fine coi seguenti risultati per le masse, espressi in multipli della massa elettronica:

$$\pi^+ = 273{,}4 \pm 0{,}2$$
$$\pi^- = 272{,}8 \pm 0{,}3$$
$$\mu^+ = 206{,}9 \pm 0{,}2\ .$$

Il notevole abbassamento di questi valori rispetto a quelli dati precedentemente è dovuto alla scoperta di alcune cause di errore sistematico.

In questa brevissima rivista ho necessariamente tralasciato molti argomenti, tra i quali quelli relativi alla chimica nucleare, ormai sviluppata su estese ricerche sistematiche.

XI

Sui campi non locali.

G. WATAGHIN

Istituto di Fisica dell'Università - Torino
Istituto Nazionale di Fisica Nucleare - Sezione di Torino

Negli ultimi anni molte ricerche sui campi non locali (1) hanno contribuito al perfezionamento del formalismo ed al superamento di alcune difficoltà di queste teorie. Ciò nonostante gli ostacoli che si presentano per una soluzione definitiva sono ancora tali da scoraggiare molti, almeno per ora, ad eseguire i lunghi calcoli necessari per le applicazioni del metodo ai problemi speciali. Ci proponiamo di fare una breve rassegna dei risultati che, a nostro parere, segnano la via verso una possibile soluzione e mostrano la necessità di ulteriori ricerche su queste teorie.

Si devono distinguere due aspetti del problema: le *interazioni non locali* fra campi descritti col formalismo usuale (campi localizzabili) e *campi non locali* propriamente detti, per i quali si introducono parametri nuovi ad es., oltre alle coordinate x e le variabili dello spin e dello spin isotopico, si definiscono nuove coordinate, dette «interne», e si postula che tali campi non siano riducibili a «forma diagonale» nelle coordinate:

$$\langle x' | \psi | x'' \rangle \neq f(x')\, \delta^4(x' - x'') \tag{1}$$

ove x indica $(x_0 x_1 x_2 x_3)$ e $\delta^4(x) = \delta(x_0) \ldots \delta(x_3)$.

Illustriamo il metodo delle *interazioni non locali* riferendoci per semplicità

(1) H. McMANUS: *Proc. Roy. Soc.*, A **195**, 323 (1949); M. CHRÉTIEN e D. E. PEIERLS: *Nuovo Cimento*, **10**, 668 (1953); A. MARKOW: *Journ. Exp., Theor. Phys.*, **2**, 453 (1940); **20**, 1 (1951); H. YUKAWA: *Phys. Rev.*, **76**, 300 (1949); **77**, 219 (1950); **80**, 1047 (1950); **91**, 415 (1953); W. PAULI: *Nuovo Cimento*, **10**, 648 (1953); J. RAYSKI: *Proc. Phys. Soc.* **64**, 957 (1951); *Acta Phys. Polon.*, **2**, 109 (1951); C. BLOCH: *Dan. Mat. Fys. Medd.* **27**, n. 8 (1952); P. KRISTENSEN e C. MØLLER: *Dan. Mat. Fys. Medd.*, **27**, n. 7 (1952); R. ASCOLI: *Nuovo Cimento*, **10**, 745 (1953), e molti altri lavori.

ad un esempio. Consideriamo l'urto pione-nucleone, ammettendo che l'accoppiamento sia del tipo PS (PS). Partendo da una densità Lagrangiana invariante o da una densità Hamiltoniana nella rappresentazione d'interazione, scriviamo la nota espressione di un termine generico S_n di una matrice di collisione. Troveremo dei prodotti di operatori che rappresentano i campi. Nel formalismo locali tali campi si calcolano in uno stesso punto x', al quale si riferisce la densità Hamiltoniana, mentre il metodo delle interazioni non locali consiste nel sostituire ognuno di tali prodotti, per es., $\psi(x')A(x')$, con:

$$\int \psi(x')F(x'-x'')\,\mathrm{d}^4x''A(x'')\,, \tag{2}$$

ove il fattore di forma $F(x'-x'')$ non è una $\delta^4(x'-x'')$. Una definizione soddisfacente di F richiede però la specificazione del problema di collisione e l'uso degli operatori impulso-energia delle particelle interagenti.

Ovviamente per la covarianza relativistica del metodo occorre che la funzione F sia un invariante. Per la sua definizione conviene decomporre gli operatori dei campi locali in componenti di Fourier con energia positiva e negativa e ordinarli secondo le regole usuali (Hourier e Kind). Potremo allora considerare una serie di diagrammi di Feynman-Stückelberg (con ogni lato orientato). Si ottiene una particolare teoria di interazioni non locali (proposta dall'autore) introducendo dei fattori di taglio(« cut-off ») relativistici G in ogni linea interna e esterna del diagramma.

Notoriamente la descrizione di un determinato processo di collisione richiede che siano assegnati gli stati iniziali e finali, ed inoltre che sia prefissato l'ordine con cui si susseguono gli operatori di assorbimento e di creazione delle particelle. Per il controllo delle leggi di conservazione, in particolare della conservazione dei momenti angolari, è necessario l'uso degli autostati del momento e dell'energia e delle coordinate relative, cioè delle differenze di coordinate $\eta_\mu = x_\mu - \xi_\mu$, che commutano col tetravettore momento-energia. Pertanto per definire i fattori di taglio G, g partiremo dalla considerazione degli invarianti seguenti: sia P_μ il tetravettore energia-impulso totale delle particelle incidenti ($P_\mu = \sum_k p_\mu^{(k)}$) e sia $m_0 = |(P_\mu P_\mu)^{\frac{1}{2}}|$. A mezzo del tetravettore velocità, u_μ, del centro di masse, $u_\mu = (1/m_0)P_\mu$, si possono formare gli invarianti seguenti per ogni particella avente coordinate $x_\mu^{(k)}$ e momenti $p_\mu^{(k)}$ noti:

$$\left|\begin{array}{ll} I^{(k)} = (p_\mu^{(h)} - P_\mu)u^\mu & J^{(k)} = (p_\mu^{(k)} - P_\mu)(p^{\mu(h)} - P^\mu) \\ \varrho_{(k)} = p_\mu^{(k)}u^\mu & \tau^{(k)} = x_\mu u^\mu \\ a_k^2 = (I^{(k)})^2 - J^{(k)}\,. & \end{array}\right. \tag{3}$$

Per il sistema di particelle incidenti, $k = 1, 2, \ldots n$, definiamo le coordinate del

baricentro, $\xi_n = (1/m_0) \sum_k \varrho^{(k)} x_\mu^{(k)}$, e il tempo proprio baricentrico comune a tutte le particelle interagenti, $s = t = \tau^{(k)}$, $[k = 1 \ldots n]$, nel sistema CM (del Centro di masse) in cui $P_1 = P_2 = P_3 = 0$, $P_0 = m_0$. Considerati i valori simultanei delle coordinate relative, $\eta_\mu^{(k)} = x_\mu^{(k)} - \tau^{(k)} u_\mu$ nel sistema CM e dei momenti, si possono definire i momenti angolari intrinseci del sistema [vedi SCIROKOV (2)].

Introducendo una lunghezza universale l, si possono definire a mezzo di questi invarianti i fattori di taglio che si suddividono in due categorie. Fattori di taglio del tipo:

$$G(al) = 3\sqrt{\frac{\pi}{2}}(al)^{-\frac{3}{2}} J_{\frac{3}{2}}(al) = \frac{3[\sin(al) - al\cos(al)]}{(al)^3}, \tag{4}$$

dipendenti soltanto dall'impulso relativo della particella nel sistema CM $[a^2 = p^2$ nel sistema $CM]$. Attribuiamo a $G(al)$ il significato di *peso statistico* dello stato non degenere della particella avente l'impulso $\boldsymbol{p}$.

Nella seconda categoria entrano i fattori di taglio g che operano essenzialmente sul tempo proprio $s = \tau^{(k)}$ del sistema CM, i quali riducono l'intervallo fra i vertici del diagramma di Feynman e la probabilità degli stati di cui l'energia differisce di molto dall'energia totale. Si postula che i fattori G devono essere introdotti in tutte le linee esterne ed interne orientate (e quindi nelle linee non orientate appaiono fattori G^2) mentre i fattori g operano solo nelle linee interne.

Riassumendo, si deve dire che il metodo delle interazioni non locali non è un semplice artifizio per rendere convergenti i risultati della teoria dei campi che divergono nel formalismo locale, bensì è un metodo che riflette fondamentali proprietà fisiche dello spazio-tempo e della dinamica delle transizioni fra stati quantici, in quanto questo metodo assegna pesi statistici a tali stati e altera in modo essenziale le probabilità delle transizioni. Ci sembra notevole che è possibile dedurre con questo metodo una semplice teoria della produzione multipla dei mesoni negli urti ad elevata energia e di ricavare anche la distribuzione spettrale degli impulsi delle particelle create.

Il metodo dei *campi non locali* è assai più generale e include il metodo precedente come caso particolare. Si devono rilevare particolari contributi al problema della quantizzazione delle masse, apportati nelle ricerche recenti da H. YUKAWA (3) e da J. RAYSKY. Noi ci limitiamo a ricordare che già nelle equazioni di Dirac le coordinate x_μ possono essere separate in due componenti: $x_\mu = \xi_\mu + \eta_\mu$, ove ξ_μ sono le coordinate del baricentro mentre η_μ rappresenta le coordinate relative al baricentro o coordinate *interne*. Le compo-

(2) G. WATAGHIN: *Symposium on New Research Techniques in Physics*, Rio de Janeiro (July 1952); Ac. Bras. de Ciencias.

(3) H. YUKAWA: *Phys. Rev.*, **91**, 415 (1953).

nenti η_μ rappresentano ovviamente la « Zitterbewegung ». In questo esempio le coordinate interne non sono direttamente osservabili e sono legate ad una incertezza fondamentale nella posizione della particella.

In questa breve rassegna non abbiamo voluto discutere le note difficoltà delle teorie non locali: la « invarianza di gauge », la convergenza del metodo delle perturbazioni e la causalità. Ci limiteremo ad una sola osservazione riguardante le difficoltà di introdurre un taglio relativistico negli stati virtuali in cui il momento p_μ delle particelle è un tetravettore del genere spazio ([4]). Col metodo sopra indicato ci si può sempre valere del tetravettore velocità del baricentro u_μ del genere tempo e quindi usare gli invarianti ([3]) per formare G. Pertanto questa difficoltà è da considerarsi superata.

([4]) C. Bloch: *Dan. Mat. Fys. Medd.*, **27**, n. 8, p. 45 (1952).

XII

Experiments on μ-Mesons at Manchester and Ceylon.

A. W. WOLFENDALE
University of Manchester

Sea Level μ-meson spectrum.

The Manchester Magnetic Cosmic-Ray Spectrograph, described in detail by HYAMS *et al.* (1950), has been modified by HOLMES, OWEN, RODGERS and WILSON (unpublished) to measure very high momentum particles.

In the original arrangement three points on the trajectory of a particle traversing the spectrograph were determined by three trays of Geiger counters. The uncertainty of position of each point was thus given by a counter diameter. In this way a maximum detectable momentum of about 30 GeV/c was achieved. The modification has been the introduction of three cloud chambers, one above each tray of Geiger counters. The uncertainty in position of the point is now reduced to the limit set by measurement of the cloud chamber track, distortion imposed by gas motion in the chamber, etc. The chambers are shallow, a track length of about 2 cm being photographed by a stereoscopic camera inclined at an angle of 45° to the vertical. The position of each track is determined with respect to a reference grid ruled on the inside of each horizontal chamber window. The chamber windows extend beyond the limits of the cloud chambers and the alignment of the chambers is carried out by an optical method using reference points on the window extensions.

The maximum detectable momentum of the instrument is now about 700 GeV/c, the limit in usefulness of the apparatus being set more by the shortage of sufficiently high momentum particles than the inaccuracy of determination of particle momentum.

About 3000 particles with momenta greater than 10 GeV/c have been recorded and a preliminary analysis has shown that the differential spectrum may be represented by a power law $N(p) \propto p^{-\gamma}$ with $\gamma = 3.0 \pm 0.1$ for the region 23 GeV/c $\lesssim p \lesssim$ 100GeV/c. Accurate measurements are being made for particles having momenta > 100 GeV/c and it is expected that the final

point of the differential momentum spectrum will be plotted at about 400 GeV/c with a statistical uncertainty in number of $\pm 30\%$.

Ionisation Loss in a Proportional Counter.

The ionisation loss of relativistic μ-mesons has been measured using a proportional counter by EYEIONS, OWEN, PRICE and WILSON (unpublished). The proportional counter was placed in the middle of the Cosmic-Ray Spectrograph where the beam of particles was well collimated vertically and traversed a constant path length of 7.0 cm in the counter. The counter was calibrated by radioactive chromium K, X-rays which lose 5.0 keV in the counter.

The counter was filled with neon at 40 cm Hg and methane at 4.4 cm Hg pressure.

The particles traversing the spectrograph and proportional counters were divided into 12 groups of differing momenta from 1.5 GeV/c to 100 GeV/c and the probable ionisation loss for each group was determined. The results confirm the theoretical prediction of LANDAU (1944) for the increase of ionisation loss with momentum. The existence of the plateau due to polarisation effects has been established. The fluctuations in ionisation loss for particles in each momentum group are, however, considerably greater than the values expected on Landau's theory.

The Large Angle Scattering of μ-mesons.

A number of experiments on this subject have recently been carried out at Manchester.

A multiplate cloud chamber has been operated at sea level by LEONTIC and WOLFENDALE (1953). The cloud chamber contained six 2 cm lead plates and the scattering of penetrating particles in these plates was examined. In order to ensure that the particles were almost entirely μ-mesons the counter selection system demanded their penetration of 1 metre of lead above the chamber. The complete selection system was situated above the chamber in order to give no geometrical bias for events occurring inside the chamber.

The projected deflections of the particles in traversing the centre four plates were measured and a detailed statistical analysis was used to investigate the nature of the scattering. A component of scattering was found which was inconsistent with that expected from simple Coulomb scattering from a solid nucleus. This anomalous component was similar to that expected if all the electrostatic charge of the nucleus were concentrated at its centre, in a region

less than about 1/6 of the nuclear dimensions. Since this was thought to be unlikely, a weak short range non-electric interaction was postulated.

However, preliminary results of recent experiments by OWEN, SCIUTI and WOLFENDALE (reported at Cagliari 1953) indicate that the anomaly is probably not due to short range forces since the effect varies with atomic number in a similar manner to Coulomb scattering. The difficulty may be resolved when detailed calculations have been made of the scattering distributions at these relatively high momenta.

KANNANGARA and SHRIKANTIA (1953) have studied the same phenomenon in the nuclear emulsion. Electron-sensitive nuclear emulsions were exposed underground at a depth of 60 m w.e. The emulsions were scanned for long, relatively straight, tracks and the deflections greater than 7° recorded. The tracks followed were predominantly those of μ-mesons. All the large deflections observed took place for particles having momenta less than about 600 MeV/c, the momenta having been determined approximately from multiple scattering measurements. The number of observed large deflections was compared with the number expected on the solid nucleus and point nucleus models, agreement being found with the latter although the number of events was low and there was a 5% chance of agreement with the solid nucleus model.

A cloud chamber containing 6, 2 cm lead plates is being operated underground at a depth of 26 m w.e. by LEONTIC and MCDIARMID (unpublished). The particles responsible for the expansions are assigned to different momentum bands, from observations of their multiple scattering in traversing the plates. The high momentum band with a mean of about 5 GeV have been examined and the number of large deflections (greater than 4°) is again consistent with the single scattering distribution expected from a « point nucleus ». The lower momentum bands are now being examined and the scattering in a lighter element—iron—will be investigated in the future.

Experiments on μ-mesons in Ceylon.

APPAPILLAI, MAILVAGANAM and WOLFENDALE (unpublished) have operated a cloud chamber in a magnetic field in a search for pairs of associated penetrating particles (APP) produced in lead. μ-mesons were selected by a 1 metre lead filter above the chamber and interactions produced in a 10 cm lead absorber (Σ) immediately above the chamber were investigated. The cloud chamber contained a single lead plate 2.0 cm thick and was operated in a magnetic field of 7 500 gauss.

6 880 photographs showing at least one track penetrating the lead plate were taken. A number of photographs showed pairs of apparently contemporary penetrating particles diverging from Σ, accurate reprojection showed

however that most of these were not copunctual and were presumably random associations. The number of genuine « pairs » was probably less than 2. Two definite interactions were however observed originating in Σ, in one a 420 MeV/c proton was produced by a very fast particle and in the other a penetrating shower traversed the cloud chamber. The approximate cross-section derived for the events is consistent with that found by GEORGE and EVANS (1951) from observations in nuclear emulsions. The results are thus in agreement with recent experiments by AMALDI *et al.* (1952) using a counter arrangement, and LOVATI *et al.* (1953) and DEUTSCHMANN (1953) using cloud chambers. The cross-section for the APP events is appreciably less than the value found by BRADDICK *et al.* (1952), GEORGE and TRENT (1952) and GEORGE *et al.* (1953). It is probable that an appreciable number of the APP events found by these workers were due to knock-on electrons penetrating the plates of the cloud chambers without multiplication. Several examples of such penetration have been observed in the Ceylon experiment, the identification of the secondary particles as electrons being possible by their deflections in the magnetic field.

REFERENCES

E. AMALDI, C. CASTAGNOLI, A. GIGLI and S. SCIUTI: *Nuovo Cimento*, **9**, 969 (1952).
H. J. J. BRADDICK, W. F. NASH and A. W. WOLFENDALE: *Phil. Mag.*, **42**, 1277 (1951).
M. DEUTSCHMANN: *Zeits. f. Naturfor.*, **8**a, 308 (1952).
E. P. GEORGE and J. EVANS: *Proc. Phys. Soc.*, A **63**, 1248 (1950).
E. P. GEORGE, J. L. REDDING and P. T. TRENT: *Proc. Phys. Soc.*, A **66**, 533 (1953).
E. P. GEORGE and P. T. TRENT: *Proc. Phys. Soc.*, A **64**, 1134 (1951).
B. D. HYAMS, M. G. MYLROI, B. G. OWEN and J. G. WILSON: *Proc. Phys. Soc.*, A **63**, 1053 (1950).
M. L. T. KANNANGARA and G. S. SHRIKANTIA: *Phil. Mag.*, **44**, 1091 (1953).
L. LANDAU: *Journ. of Phys. USSR*, **8**, 201 (1944).
B. LEONTIC and A. W. WOLFENDALE: *Phil. Mag.*, **44**, 1101 (1953).
A. LOVATI, A. MURA, C. SUCCI and G. TAGLIAFERRI: *Nuovo Cimento*, **10**, 105, 1201 (1953).
B. G. OWEN, S. SCIUTI and A. W. WOLFENDALE: *Cagliari Congress*, 1953.

XIII

Sunti delle comunicazioni presentate al XXXIX Congresso della Società

P. E. ARGAN, A. GIGLI e S. SCIUTI (*Roma*). – **Sulla interazione della radiazione cosmica con la materia alle profondità di 50 e 200 m di acqua eq..**

A mezzo di un sistema di contatori collegati ad un odoscopio è stata studiata la produzione di secondari penetranti da parte della radiazione cosmica alle profondità di 50 e 200 m di acqua eq.. L'esperienza è stata progettata per effettuare misure a varie profondità con lo scopo di studiare l'andamento della sezione d'urto per produzione di coppie di particelle penetranti associate e di fiotti contenenti particelle penetranti in funzione della energia media delle particelle (mesoni μ) incidenti sull'apparato. Sono già state ultimate le misure a 50 m di acqua eq., mentre sono in corso quelle a 200 m di acqua eq.. Dall'esame di risultati parziali risulta che per un aumento di un ~ 4 nel valore della energia media Em della componente mesonica (a 50 m di acqua eq., $Em = 3{,}42 \cdot 10^{10}$ eV; a 200 m di acqua eq., $Em = 1{,}31 \cdot 10^{11}$ eV) il limite superiore della sezione d'urto totale, in piombo, per produzione di coppie di particelle penetranti associate passa da $(13 \pm 3) \cdot 10^{-30}$ cm²/nucleone a $(60 \pm 10) \cdot 10^{-30}$ cm²/nucleone mentre il limite superiore della sezione d'urto per produzione di fiotti contenenti particelle penetranti passa da $(2{,}5 \pm 0{,}5) \cdot 10^{-30}$ cm²/nucleone a $(8{,}2 \pm 2) \cdot 10^{-30}$ cm²/nucleone.

R. ASCOLI (*Torino*). – **Sistemi di riferimento " classici " e " quantistici ".**

Il presente lavoro parte dall'osservazione di G. WATAGHIN, che per i sistemi di riferimento di cui si dispone in natura non è possibile, a causa delle leggi della meccanica quantistica, parlare contemporaneamente con precisione illimitata delle coordinate e dei coefficienti della trasformazione di Lorentz, in quanto questi ultimi devono essere considerati osservabili fisiche legate alle velocità delle particelle che costituiscono i sistemi di riferimento. Si sono prese in esame sotto tale aspetto le misure di coordinate effettuabili dai sistemi di riferimento della relatività ristretta, la cui origine sia costituita da una massa puntiforme non superiore ad una massa assegnata. In tal caso le grandezze che compaiono nella trasformazione di Lorentz (omogenea) possono avere solo un significato approssimativo, e si trova che le misure delle distanze spaziale x e temporale ct di due eventi, eseguite da uno di tali sistemi di riferimento,

sono soggette a indeterminazioni di tipo nuovo in confronto a quelle della meccanica quantistica, e cioè: 1) impossibilità di considerare intervalli spaziali e temporali inferiori a $l = \hbar/2mc$; 2) esistenza di una indeterminazione crescente con l'intervallo considerato, secondo le formule $\Delta x \gtrsim \sqrt{(|x| + c|t|)l/2}$, $c\Delta t \gtrsim \sqrt{(|x| + |ct|)l/2}$, dove $l = \hbar/2mc$; in particolare si ha $\Delta x \gtrsim \sqrt{|x|l/2}$, $\Delta t \gtrsim \sqrt{|t|l/2}$, cioè le misure di lunghezze spaziali o intervalli temporali risultano affette da un errore crescente con la radice quadrata dell'intervallo. La deduzione permette anche di precisare il significato fisico che si può dare all'affermazione che una misura di intervallo non può raggiungere una precisione superiore ad un dato valore. Si trova in particolare che le misure ripetute su uno stesso intervallo con precisione dell'ordine di quella massima consentita dalle limitazioni dedotte non sono fra loro indipendenti, e che quindi non si può migliorare la precisione di tali misure ripetendole più volte. Poichè i sistemi di riferimento realizzabili non sono costituiti da una massa puntiforme, ma da sistemi di particelle, solo una indagine ulteriore che estenda a tali sistemi lo studio svolto può stabilire se sussistano nella realtà indeterminazioni del tipo che si ottiene dando un particolare valore ad m nelle formule qui ricavate. Osserviamo comunque che, mentre un'impossibilità del tipo 1) è stata proposta in numerose occasioni, con l dell'ordine di 10^{-13} cm, una indeterminazione del tipo 2) appare nuova. Ci sembra tuttavia che l'idea di una indeterminazione crescente con l'intervallo misurato non sia fisicamente inaccettabile; in particolare l'indeterminazione ottenibile prendendo l inferiore o dell'ordine delle dimensioni nucleari sembra non contraddire i principali fenomeni fisici noti, riguardanti la misura delle lunghezze e dei tempi.

R. Ascoli. Vedi pag. 112.

A. Ascoli Balzanelli e R. Ascoli (*Torino*). – **Effetto Čerenkov in sostanze aeriformi.**

Si sono iniziate esperienze per rivelare l'effetto Čerenkov prodotto dai raggi cosmici in miscele di aria e cloroformio, con indice di rifrazione compreso tra 1,01 e 1,02. I primi risultati, che qui comunichiamo, sono stati ottenuti con un'apparecchiatura provvisoria in cui si misuravano le coincidenze tra un telescopio di contatori e un fotomoltiplicatore EMI 6260, il cui fotocatodo era disposto orizzontalmente sotto una campana entro cui veniva introdotto il vapore di cloroformio. La concentrazione della luce era agevolata da un tronco di cono speculare internamente, con la base minore coincidente col catodo; a quest'ultimo era sovrapposto uno schermo opaco rimovibile dall'esterno. I risultati delle misure eseguite, per una durata totale di 14 ore e 50^{min}, alternando prove di ugual durata (15^{min}) con schermo chiuso e aperto, sono i seguenti:

Frequenza al minuto degli eventi senza schermo interposto	$0{,}57 \pm 0{,}036$
» » » con » »	$0{,}40 \pm 0{,}030$
Differenza	$0{,}17 \pm 0{,}047$

Le misure rivelano quindi nel primo caso un probabile eccesso di eventi, attribuibile a luce prodotta dai raggi cosmici nel vapore sovrastante il catodo, lungo un percorso di circa 50 cm. Si è constatato che la maggior parte degli impulsi che si hanno con schermo interposto è dovuta a coincidenze prodotte da particelle che agiscono diret-

tamente sul catodo e attraversano anche i contatori. È questo l'inconveniente maggiore che si incontra con questa apparecchiatura e che sarà eliminato con un nuovo apparecchio attualmente in costruzione.

A. Barone e A. Giacomini (*Roma*). – **Sopra alcuni vibratori elettrodinamici per ultrasuoni.**

Tutti i fenomeni che consentono di trasformare energia elettrica in energia meccanica sono stati utilizzati nel progetto di sorgenti ultrasonore, ma la maggior parte di quelle attualmente in uso si vale dell'effetto piezoelettrico e di quello magnetostrittivo. Ci è sembrato tuttavia interessante riprendere in esame la possibilità di costruire particolari sorgenti ultrasonore valendosi della nota azione mutua fra una corrente ed un campo magnetico. I vibratori da noi attuati sono costituiti da sistemi a costanti distribuite (sbarre di varia foggia) eccitati da una forza alternativa di frequenza pari a quella di uno dei modi di oscillazione longitudinale della sbarra. L'eccitazione è ottenuta facendo attraversare un estremo della sbarra, immerso in un campo magnetico costante, da una corrente elettrica alternativa. Le direzioni della corrente e del campo sono tali che la forza originata ha la stessa direzione dell'asse maggiore della sbarra in modo che le oscillazioni in essa siano puramente longitudinali. La sbarra è sostenuta mediante fissaggio in un nodo di spostamento. Sono state fatte esperienze su sbarre prismatiche e cilindriche, sia metalliche che di sostanze isolanti. In quest'ultimo caso, naturalmente, si è provveduto a metallizzare parte della superficie della sbarra allo scopo di consentire il passaggio della corrente di eccitazione. Con un'opportuna modifica della disposizione del campo magnetico rispetto alle regioni della sbarra attraversata da corrente si è inoltre ottenuta l'eccitazione di onde torsionali. I vibratori studiati sono destinati all'esecuzione di misure di costanti elastiche, ma possono essere adoperati anche quali sorgenti di ultrasuoni, purchè alimentati da correnti convenientemente intense.

F. Bassani e F. G. Fumi (*Milano*). – **Energie di associazione di impurità bivalenti e posti vacanti nei cristalli di alogenuri alcalini.**

I difetti reticolari in equilibrio termodinamico nei cristalli di alogenuri alcalini sono i posti vacanti: essi esplicano un ruolo fondamentale nella diffusione e conduttività ionica, oltrechè nell'assorbimento da centri di colore [1]. L'introduzione negli alogenuri alcalini di impurità bivalenti influisce per ovvie ragioni di elettroneutralità sul numero di posti vacanti e quindi sui fenomeni connessi alle imperfezioni [1], rappresentando così un utile strumento per il loro studio: la grandezza determinante in questo effetto è naturalmente l'energia di associazione fra ioni bivalenti e posti vacanti. I dati sperimentali esistenti sulla questione, relativi a cristalli con impurità

[1] N. F. Mott e R. W. Gurney: *Electronic Processes in Ionic Crystals*, Oxford University Press (1948), capp. II-IV; F. Seitz: *Modern Theory of Solids*, Mac Graw Hill (1940), cap. XV *B-C*.

bivalenti positive, tratti da misure di conduttività ionica ([2]), di diffusione ([3]), di assorbimento da centri di colore ([4]) e dielettriche ([5]), danno nel complesso un quadro poco conclusivo ed in parte contrastante sul valore delle energie e di associazione e sulla loro dipendenza dalla natura del cristallo e dell'impurità. Si manifesta così l'utilità di un calcolo teorico: in un problema del genere la precisione teorica può superare quella sperimentale a causa delle difficoltà di sperimentazione e grazie all'esattezza della teoria dei cristalli ionici. Abbiamo calcolato le energie di associazione fra impurità bivalenti positive di Cd, Ca e Sr e posti vacanti da ione positivo in cristalli di NaCl e KCl. Il calcolo consiste nel valutare il lavoro necessario a creare un posto vacante da ione positivo nel reticolo perfetto e quello necessario a crearlo in una posizione reticolare vicina ad uno ione bivalente: la differenza di questi due lavori dà l'energia di associazione. Il lavoro di estrazione è a sua volta eguale alla media delle energie potenziali nella posizione dello ione prima e dopo l'estrazione, cambiata di segno. Metodi per svolgere calcoli del genere sono stati elaborati da Mott e Littleton ([6]) e perfezionati da Reitz e Gammel ([7]). I risultati del calcolo sono dati in Tab. I. Le conclusioni che se ne traggono sono che le energie di associazione fra impurità bivalenti e posti vacanti in un dato alogenuro alcalino crescono col raggio dell'impurità e che esse sono un pò più piccole nel KCl che nell'NaCl, ma in nessun caso praticamente nulle. Ne consegue che diversi dei dati sperimentali disponibili sulle conduttività ioniche di alogenuri alcalini con impurità bivalenti appaiono di dubbia attendibilità.

Tabella I. – *Energie di associazione di impurità bivalenti e posti vacanti* (eV).

	Cd	Ca	Sr
NaCl	0,38	0,38	0,45
KCl	0,32	0,32	0,39

([2]) H. Kelting e H. Witt: *Zeits. f. Phys.*, **126**, 697 (1949); C. Wagner e P. Hantelmann: *J. Chem. Phys.*, **18**, 72 (1950); H. W. Etzel e R. J. Maurer: *J. Chem. Phys.*, **18**, 1003 (1950); C. Bean: *Ph. D. Thesis*, University of Illinois (1952).

([3]) D. Mapother, H. N. Crooks e R. J. Maurer: *J. Chem. Phys.*, **18**, 1231 (1950); H. Witt: *Zeits. f. Phys.*, **134**, 117 (1953).

([4]) H. W. Etzel: *Phys. Rev.*, **87**, 906 (1952); P. Camagni, G. Chiarotti, F. Fumi e L. Giulotto: Comunicazione a questo congresso.

([5]) R. G. Breckenridge: *J. Chem. Phys.*, **18**, 913 (1950); Y. Haven *J. Chem. Phys.*, **21**, 171 (1953).

([6]) N. F. Mott e M. J. Littleton: *Trans. Faraday Soc.*, **34**, 485 (1938).

([7]) J. R. Reitz e J. L. Gammel: *J. Chem. Phys.*, **19**, 894 (1951).

A. Battaglia, A. Gozzini e E. Polacco (*Pisa*). – **Un apparato per lo studio delle risonanze paramagnetiche attraverso i fenomeni di birifrangenza magnetica. Spettro di risonanza paramagnetica del solfato manganoso a varie concentrazioni.**

Sotto opportune condizioni sperimentali, al fenomeno della risonanza paramagnetica sono connessi fenomeni magneto-ottici, quali la birifrangenza ed il dicroismo circolari, oppure birifrangenza e dicroismo rettilinei. È stato messo a punto un apparato

atto allo studio della birifrangenza e del dicroismo rettilinei. Esso funziona nella banda dei 9 500 e dei 24 000 MHz, e consta essenzialmente di un oscillatore, stabilizzato in frequenza, e di un polarimetro a microonde. Dallo studio dello stato di polarizzazione dell'onda emergente dal mezzo, in funzione del valore del campo magnetico applicato, si ricava lo spettro di assorbimento paramagnetico. Si discute la sensibilità del metodo, ed i casi in cui esso può presentare vantaggi sui metodi di assorbimento. È stato iniziato lo studio, con la tecnica descritta dello spettro di risonanza paramagnetica del solfato manganoso, diluito in solfato di magnesio. Le esperienze sono eseguite a temperatura ambiente, alla frequenza di 23 500 MHz. Il valore del campo magnetico per cui si presenta il massimo assorbimento è risultato aumentare al diminuire della concentrazione. Nei campioni a forte diluizione la banda presenta cenni di risoluzione. In un breve campione in soluzione acquosa 0,5 N la banda ha presentato sei massimi attribuibili alla struttura iperfine ($I = 5/2$ per il Mn^{++}).

G. Belliboni e B. Vitale (*Padova*). – **Distribuzioni e correlazioni angolari e distribuzioni energetiche dei rami in stelle di disintegrazione nucleare prodotte dalla radiazione cosmica.**

Sono state studiate le distribuzioni angolari e le correlazioni angolari presentate dai rami di bassa, media ed alta energia emessi in disintegrazioni nucleari generate dalla radiazione cosmica in lastre nucleari; sono state analizzate 585 stelle di bassa e media energia e 95 di alta energia. Le stelle studiate sono state divise in cinque categorie, corrispondenti a differenti energie medie dei primari, energie variabili tra 100 MeV e 10 GeV circa; per ciascuna categoria è stata determinata la distribuzione degli angoli nello spazio ζ tra i rami e la verticale o il primario e la distribuzione degli angoli nello spazio ψ tra i rami. Per le stelle di più alta energia è stato determinato anche lo spettro di energia dei rami. L'insieme dei fenomeni osservati ci permette di raccogliere, in un unico quadro fenomenologico, le informazioni sull'andamento delle disintegrazioni nucleari, ottenibili da analisi angolari ed energetiche dei rami. In stelle molto piccole, senza rinculo visibile, la forte anisotropia e l'eccesso di angoli grandi tra i rami può essere attribuito all'alta percentuale di stelle in nucleo leggero: il moto del nucleo nella direzione del primario determina l'anisotropia, la necessità di conservare l'impulso totale in disintegrazioni complete del nucleo determina l'eccesso di angoli grandi. La correlazione intrinseca osservata dà luogo ad eccesso di grandi « aperture », di grandi angoli tra i rami in proiezione, di grandi angoli nella distribuzione del minimo angolo proiettato (dati già ritrovati da altri autori); la presenza di disintegrazioni complete con soli rami ionizzanti o con pochi neutroni di bassa energia dà luogo all'eccesso di piccoli « volumi ». In stelle di media energia, senza rinculo visibile, l'anisotropia è spiegabile con l'intervento dei termini di bassa, media ed alta energia della cascata nucleonica; le osservate correlazioni a 90° rappresentano una diretta evidenza del contributo dei rami di emissione diretta. In stelle di bassa e media energia, con rinculo visibile, tutte le distribuzioni angolari risultano più isotrope delle analoghe distribuzioni in stelle senza rinculo; esse possono essere attribuite per la maggior parte a disintegrazioni in nucleo pesante, anche per le stelle a pochi rami, disintegrazioni durante le quali la maggiore isotropia dei rami emessi è direttamente legata alla formazione del rinculo visibile. In stelle di alta energia, l'anisotropia dei rami neri si conserva praticamente costante al variare dell'energia del primario; inoltre l'assenza di

correlazioni sensibili a 90°, denunziando un debole contributo di rami neri di emissione diretta, porta ad attribuire la debole anisotropia residua a fenomeni nuovi, che entrano in gioco ad alte energie: tra di essi, il più probabile è quello di evaporazione locale. I rami di media ad alta energia divengono sempre più isotropi all'aumentare dell'energia del primario: questo è probabilmente dovuto ad uno slittamento di tutti i termini della cascata verso energie maggiori, così che, come si ritrova sperimentalmente, i rami grigi, ad es., della V categoria si comportano come i rami nero-grigi della IV categoria; si spiega così anche il debole contributo di rami di emissione diretta di bassa energia, ad alte energie del primario. La maggiore isotropia dei rami di media ed alta energia può essere anche attribuita all'intervento di riassorbimento di mesoni, prodotti nei primi stadi della cascata; la mancanza di sensibili correlazioni angolari tra questi rami ci impedisce di decidere a favore o contro questa ipotesi. Nello spettro energetico dei rami, in stelle molto grandi, è presente una anomalia, notandosi un massimo secondario sui 100 MeV; esclusa l'attribuzione di questo massimo a riassorbimento di mesoni o a fenomeni di pick-up, crediamo che questo andamento dello spettro sia peculiare della cascata nucleonica ad alte energie, nella quale si sovrappongono, alle interazioni elastiche nucleoni-nucleoni liberi, fenomeni nuovi, quali la produzione di mesoni.

M. Beneventano, G. Bernardini e G. Stoppini (*Roma*). – **Determinazione del rapporto π^-/π^+ dei fotomesoni prodotti in D_2 vicino alla soglia.**

Il rapporto π^-/π^+ di fotomesoni prodotti in deuterio è stato determinato osservando i mesoni finenti in emulsioni Ilford G5 da 600 μ, disposte in prossimità di una targhetta di D_2 liquido esposta al fascio di raggi γ del betatrone del Betatron Laboratory dell'University of Illinois, Urbana, U.S.A. Sono state eseguite due esposizioni: una con una energia massima del fascio di γ di 200 MeV, e l'altra con una energia massima di 250 MeV. Le lastre erano disposte, rispetto al fascio di γ, ad angoli di 150°, 105°, 75° e 45° (*). Si è assunto che tutti i π^+ decadono in un mesone μ e che tutti i mesoni negativi decadono in stelle a n rami: σ_n ($n \geqslant 0$). Il numero di stelle con $n \geqslant 2$ è stato determinato direttamente. Ciò non è stato possibile per le stelle con $n \leqslant 1$ per i seguenti motivi: 1) Tra le stelle a zero rami vi potevano essere mesoni μ di decadimento in volo di π. 2) Non era possibile distinguere i π^+ dai π^- tra i mesoni finenti in un secondario il quale usciva dalla lastra dopo aver compiuto in emulsione un percorso troppo breve. Per valutare il numero di σ_0 abbiamo determinato la distribuzione del numero di rami delle stelle prodotte in emulsione da mesoni negativi lenti in lastre esposte a Chicago ad un fascio di mesoni negativi focalizzati magneticamente; quindi dal numero di stelle a più rami trovate nelle lastre del D_2 abbiamo calcolato il numero di stelle a zero rami. Per separare i mesoni positivi dai negativi tra le tracce di cui al n. 2 si sono seguiti due metodi: *a*) si è fatto uso della distribuzione del numero dei rami delle stelle prodotte in emulsione dai mesoni negativi lenti. *b*) dal numero di $\pi \rightarrow \mu$ con il secondario finente in emulsione si è apprezzato il numero totale di $\pi \rightarrow \mu$. Quando si è adottato il metodo *a*) per la determinazione dei σ_0 si è fatto uso soltanto

(*) Il segno della carica dei mesoni veniva individuato dalle caratteristiche della fine della traccia.

delle σ_n con $n \geqslant 2$; quando invece si è adottato il metodo *b*) per determinare le σ_0 si sono usate tutte le σ_n con $n \geqslant 1$. I risultati sono riassunti nella seguente tabella:

Eventi utilizzati	Rapporto π^-/π^+ metodo *a*	Rapporto π^-/π^+ metodo *b*	Angoli
253	$1{,}49 \pm 0{,}35$	$1{,}57 \pm 0{,}34$	75°
117	$1{,}50 \pm 0{,}45$	$2{,}54 \pm 0{,}79$	105°
103	$1{,}35 \pm 0{,}45$	$2{,}06 \pm 0{,}68$	135°
43	$1{,}43 \pm 0{,}72$	$1{,}63 \pm 0{,}85$	150°
516	$1{,}47 \pm 0{,}26$	$1{,}85 \pm 0{,}27$	tutti gli angoli

L'energia media dei mesoni utilizzati è di circa 10 MeV.

L. Beretta e C. Villi (*Trieste*), E. Ferrari (*Padova*). – **Sezioni d'urto elastico nucleone-nucleone.**

Si descrive un metodo che permette di risalire dalla conoscenza delle sezioni d'urto sperimentali protone-protone alle sezioni d'urto elastiche, differenziali e integrali, relative alla sola interazione nucleare. Il metodo adottato permette di superare la nota difficoltà che si incontra nella separazione dei contributi coulombiani da quelli nucleari, che compaiono, mutuamente associati, nei termini interferenziali originati dalla indistinguibilità delle due particelle [1]. L'accennata difficoltà dipende sostanzialmente dal procedimento secondo il quale dall'ampiezza di scattering coulombiano si passa all'ampiezza di scattering « coulombiano + nucleare » e che consiste nel sostituire nello sviluppo in onde parziali di diverso l alla fase coulombiana σ_l la fase $\sigma_l + \delta_l$, somma di quella coulombiana e di quella nucleare δ_l. Si è eseguito il calcolo risolvendo per approssimazioni successive la equazione di Schrödinger e applicando l'approssimazione di Born. L'interazione è stata descritta tramite un potenziale di Jukawa $J(r) = -g^2 \exp[-kr]/r$, tenendo conto nei tripletti di spin del contributo di forze tensoriali. Il fattore γ che moltiplica l'operatore S_{12} è stato calcolato per ogni energia in modo da avere accordo con i valori sperimentali di σ_{pp}. In particolare, i calcoli sono stati svolti assumendo un range uguale a $1{,}176 \cdot 10^{-13}$ cm per gli stati con l pari e $1{,}529 \cdot 10^{-13}$ cm per gli stati con l dispari [2]. Anche nel caso d'interazione nucleare è necessario correggere il comportamento asintotico dell'onda tramite un fattore analogo a quello di Gordon che appare nella formula corretta di Mott. Dal confronto fra i fattori di penetrazione coulombiano e nucleare si ricava che la correzione sull'onda nucleare asintotica aumenta con il crescere dell'energia della particella incidente. Il fattore correttivo nucleare

[1] J. D. Jackson e J. M. Blatt: *Rev. Mod. Phys.*, **22**, 77 (1950).
[2] H. H. Hall e J. L. Powell: *Phys. Rev.*, **90**, 913 (1953).

assume la forma

$$G(\omega, \theta) = \exp\left\{-i\omega \log \sin \frac{\theta}{2}\right\},$$

in cui

$$\omega = -\frac{g^2}{\hbar v} \exp\left[-\hbar k\right].$$

Seguendo il criterio esposto si trova per le ampiezze di scattering nucleari relative agli stati pari e, rispettivamente, dispari:

$$f_{\text{pari}}(\theta) = \frac{8mg^2 G(\omega, \theta)}{4p^2 \sin^2 \theta/2 + \hbar^2 k^2}; \quad f_{\text{dispari}}(\theta) = \frac{8mg^2 \gamma G(\gamma\omega, \theta)}{4p^2 \sin^2 \theta/2 + \hbar^2 k^2}.$$

e quindi la sezione d'urto di pura interazione nucleare risulta

$$(1) \qquad \sigma_{NN} = \\ = 16m^2 g^4 (1 + 3\gamma^2) \sum_0^1{}_{Nr} \frac{(2 - N - r) F_{Nr}(\theta)}{[4p^2 \sin^2(\theta/2) + (N\pi/2)] + \hbar^2 k^2][4p^2 \cos^2(\theta/2) + (r\pi/2)] + \hbar^2 k^2]},$$

in cui

$$F_{Nr}(\theta) = \left\{\frac{\cos \omega \log \operatorname{tg}^2 \theta/2 - 3\gamma^2 \cos \gamma\omega \log \operatorname{tg}^2 \theta/2}{2(1 + 3\gamma^2)}\right\}^{1-r-N}.$$

La (1) è stata calcolata per tutte le energie per le quali è noto il valore sperimentale della sezione d'urto differenziale protone-protone. Dalle sezioni d'urto differenziali date dalla (1) si è quindi risalito alle sezioni d'urto integrali di pura interazione nucleare. Sulla base dei risultati ottenuti si discutono le forze P-P e N-P.

G. Bernardini. Vedi pag. 116.

L. Bertanza e G. Martelli (*Pisa*). – **Effetto barometrico degli sciami atmosferici estesi a 3500 m sul l.d.m.**

Nell'inverno 1952-1953 è stata effettuata, al Laboratorio della Testa Grigia, una serie di misure con un dispositivo registratore di sciami di 6 diverse densità medie. Fra gli altri risultati si è ottenuta una misura notevolmente precisa dei valori dei coefficienti barometrici per sciami di diversa densità media e quindi di diversa energia media (fra 10^{12} e 10^{15} eV). Si osserva in particolare che, col crescere dell'energia, da un certo punto in poi, il valore del coefficiente barometrico diminuisce, mentre nel loro insieme i dati si raccordano in modo soddisfacente con quelli trovati da altri autori. Seguendo Cranshaw e Galbraith (1952), si presenta un tentativo di interpretazione dei risultati i quali, sebbene di per sè non siano in contraddizione con i valori forniti dalla teoria elettromagnetica della cascata, possono venire interpretati nel loro comportamento d'insieme alla luce della teoria della cascata nucleonica (Jánossy e Messel, 1951) qualora si distingua, nello sviluppo dello sciame, il contributo iniziale delle prime interazioni nucleari che generano la componente elettromagnetica di elevata energia, e un contributo successivo in cui predominano gli elettroni prodotti da interazioni nucleari locali.

L. BERTANZA e G. MARTELLI (*Pisa*). – **Le fluttuazioni nelle curve di transizione in Pb della componente elettronica della radiazione cosmica al l.d.m.**

Lo scopo dell'esperienza che costituisce il soggetto di questa comunicazione è di misurare con grande accuratezza l'andamento delle curve di transizione della componente elettronica al l.d.m. In particolare, ci siamo proposti di ottenere i risultati in una forma tale da controllare, mediante confronto con i dati teorici, a quale statistica obbediscano i processi responsabili del fenomeno della cascata elettromagnetica. Il nostro dispositivo è stato inoltre progettato in modo che i risultati non presentassero quelle difficoltà di interpretazione che si sono riscontrate in molte misure di altri autori: si è avuto cura di isolare, nei limiti del possibile, la componente elettronica dalle altre, e si è introdotto nell'apparato sperimentale un dispositivo atto a selezionare le particelle provenienti da una ben determinata direzione (la verticale), così da eliminare le imprecisioni nella determinazione del cammino geometrico delle particelle nel diffusore e nell'assorbitore. Mediante l'impiego di contatori molto sottili e con appropriata tecnica elettronica si è ottenuta una valutazione del numero di particelle ionizzanti presenti in ogni sciame sotto differenti spessori del diffusore: particolare cura è stata poi dedicata al calcolo delle correzioni di varia natura da applicare ai dati ottenuti. Le curve di transizione ottenute per sciami costituiti da almeno n particelle ($n = 1, 2, 3, 4$) sono confrontate con i risultati di altri autori e, in particolare, con i dati teorici forniti da N. ARLEY. Come è noto egli ha calcolato due gruppi di curve di transizione, applicando al processo di moltiplicazione rispettivamente la statistica di Poisson e la statistica di Polya opportunamente elaborata. I nostri risultati sembrano dare una conferma della validità della seconda ipotesi.

G. BERTOLINI, M. BETTONI e A. BISI (*Milano*). – **Ionizzazione totale delle particelle α del polonio in miscele di gas e vapori.**

La ionizzazione totale delle particelle α del Po è stata misurata nelle seguenti miscele di gas e vapori: $A-N_2$, $A-H_2$, $A-CH_4$, $A-C_2H_5OH$, $A-C_6H_6$. Il dispositivo utilizzato consiste di una camera di ionizzazione a griglia, connessa ad un purificatore di gas. La purificazione dell'argon, azoto e metano è stata ottenuta mediante continua circolazione di questi gas su trucioli di una lega di calcio e magnesio mantenuti ad una temperatura di 300-400 °C. L'idrogeno è stato fatto circolare su soli trucioli di magnesio. Nelle miscele di argon e vapore l'argon, precedentemente purificato, veniva aggiunto al vapore avente una purezza superiore al 99.9%. La pressione del gas nella camera era sufficientemente elevata da far sì che le particelle α perdessero tutta la loro energia nel volume utile; un campo elettrico di valore opportuno, consentiva la completa raccolta degli elettroni. La catena amplificatrice consisteva di un preamplificatore e di un amplificatore Bell e Jordan o mod. 100. Gli impulsi sono stati analizzati con un discriminatore differenziale. Il rapporto W_A/W_M tra l'energia media spesa per produrre una coppia di ioni in argon e quella nella miscela è stato studiato in funzione del parametro $z = s_1P_1/(s_1P_1 + s_2P_2)$ dove) s_1 e s_2 indicano il potere frenante dei due componenti e P_1 e P_2 le loro pressioni. Si dimostra facilmente che la ionizzazione nelle miscele è una funzione lineare di z se si ammette che non vi sia alcuna interazione tra i componenti della miscela stessa. Dalle nostre misure risulta che la ionizzazione cresce rapidamente con z e raggiunge un massimo a percentuali di circa il 2%, 2‰ e 2 ‰ per CH_4, C_2H_5OH e C_6H_6 rispettivamente. La ionizzazione massima supera inoltre

quella in argon puro dell'1,5%, 15% e 21% rispettivamente. Questi risultati possono interpretarsi ammettendo che gli atomi eccitati di argon trasferiscano la loro energia, per urto, agli atomi di vapore o di metano e li ionizzino. Il processo è possibile perchè il potenziale di ionizzazione dei vapori e del metano è inferiore a quello dell'argon. La ionizzazione nelle miscele di $A—H_2$, e $A—N_2$, studiata in funzione di z è in accordo con i risultati di Haeberli, Huber e Baldinger e di Valentine e Curran. In queste miscele l'andamento della ionizzazione può essere interpretato tenendo conto della ionizzazione secondaria dei raggi delta.

G. Bertolini, A. Bisi e L. Zappa (*Milano*). – **Spettrometro beta e gamma a contatore proporzionale.**

Si descrive un contatore proporzionale utilizzato per lo studio di spettri β e γ. Il contatore è costituito da un cilindro di alluminio di lunghezza efficace 27,5 cm, diametro interno 7 cm, forzato entro un tubo di ottone. Il filo centrale, di acciaio armonico, ha un diametro di 0,1 mm. Sulle pareti del contatore, in corrispondenza del piano mediano, sono fissati due porta-sorgenti diametralmente opposti, a tenuta di vuoto; in questo modo si evita l'uso di finestre. Il contatore, riempito con una miscela di argon (90%) e metano (10%) è collegato ad un forno di acciaio contenente trucioli di una lega di calcio e magnesio e riscaldato elettricamente ad una temperatura compresa tra i 250° e i 350 °C. Il forno ed il contatore, tra loro paralleli, giacciono in un piano verticale. Il gas circola continuamente nel corso delle misure dall'uno all'altro per convezione termica. Il contatore è alimentato da un'alta tensione stabilizzata a 3000 volt. Gli impulsi presi sul filo vengono inviati attraverso un preamplificatore ed un amplificatore mod. 220 ad un analizzatore di impulsi ad un canale. La moltiplicazione ed il potere risolutivo nella regione di funzionamento proporzionale del contatore sono stati studiati usando la riga gamma del RaD a 46,67 keV e la riga K-X del Mn^{55} a 5,86 keV. Nell'intervallo di tensioni e pressioni studiato si può assumere per il fattore di amplificazione una espressione di tipo:

$$\log A = \text{cost} + aV - bP\,,$$

dove le costanti a e b hanno i valori $a = 2{,}9\ 10^{-3}$ volt^{-1}; $b = 2{,}68$ atm^{-1}. Il valore assoluto di A è compreso tra 300 e 3500. Il potere risolutivo dello spettrometro è stato studiato in funzione dell'energia. Indicando con σ_P/P il rapporto della radice dello scarto quadratico medio al valor medio dell'altezza dell'impulso si è ottenuto:

dove E è espresso in keV. Tale relazione è verificata almeno fino a 50 keV. La discussione di questa relazione indica che il potere risolutivo dello spettrometro è limitato dai soli processi di natura statistica che si verificano nel gas. Questo vale, a parità di ogni altra condizione, soltanto nel caso di continua purificazione del gas. Con lo spettrometro descritto è stato misurato il rendimento di fluorescenza dell'anello K dell'argon. Si è ottenuto: $\omega_k = 0{,}0850 \pm 0{,}002_7$.

M. Bettoni. Vedi pag. 119.

A. Bisi. Vedi pag. 119, 120.

G. Boato, G. Careri, A. Cimino, E. Molinari, G. G. Volpi (*Roma*). – **La reazione di scambio omogenea tra idrogeno e deuterio.**

La reazione di scambio omogenea $H_2 + D_2 = 2\ HD$ è già stata studiata da A. ed L. Farkas nel 1935. Il confronto tra il trattamento teorico di Eyring, Wigner e Polany ed i dati sperimentali ha però mostrato delle piccole divergenze sistematiche. È nota l'importanza di questa reazione nella cinetica chimica, in quanto la semplicità dello schema e la natura degli elementi in giuoco permettono un calcolo a priori della velocità di reazione, e quindi un effettivo controllo della teoria. È stata perciò ripetuta la esperienza con una apparecchiatura simile, ma usando uno spettrometro di massa per l'analisi dei gas, invece del metodo termoconduttivo precedentemente impiegato. Dopo una prima serie di misure ci siamo resi conto che la diffusione di aria attraverso le pareti di quarzo del recipiente di reazione può alterare i risultati a causa dell'effetto catalitico dell'ossigeno. Questo inconveniente è stato evitato racchiudendo la scatola di reazione in una camicia di quarzo tenuta permanentemente sotto vuoto spinto, e si sono ottenuti dei dati sperimentali dai quali risultano nuovi valori delle velocità di scambio, molto inferiori a quelli trovati dai precedenti autori. Anche l'energia di attivazione della reazione è risultata nettamente inferiore. È stato, d'altro canto, da noi accertato che la produzione degli atomi liberi di idrogeno e di dueterio che sono responsabili della reazione avviene sulla parete e non in fase omogenea. In queste condizioni è dubbio il valore della concentrazione degli atomi liberi; solo se detto valore è quello dell'equilibrio i nostri dati possono essere usati per un confronto con la teoria. Analoga critica si deve ovviamente fare anche al lavoro dei precedenti autori.

G. Bonfiglioli, A. Ferro e G. Montalenti G. Rosa (*Torino*). – **Scatto irreversibile di domini ferromagnetici sotto tensione meccanica.**

Nel presente lavoro si espongono i risultati di esperimenti riferentisi all'analogia che sussiste fra l'effetto di H (campo magnetico) e di σ (sforzo meccanico) sul moto dei domini di Weiss. Insieme coi risultati di un nostro lavoro precedente, questo contribuisce a mettere in evidenza l'esistenza di un effetto Barkhausen magneto-elastico; ossia l'esistenza di un valor critico dello sforzo meccanico oltre il quale avviene uno scatto irreversibile dei domini. Colle esperienze qui riferite si è esteso l'esame di tale fenomeno anche alle tensioni uniformi e per via statica — in contrapposto col precedente lavoro che descriveva esperienze dinamiche — a torsione. Si è anche indagato il comportamento della resistività elettrica (variazioni irreversibili). Si descrive brevemente l'apparecchiatura usata per le esperienze, con particolare riguardo alle cure necessarie per ottenere carichi rigorosamente assiali e riproducibili. Si descrive invece con qualche dettaglio lo speciale estensimetro usato, che permette di ottenere la necessaria sensibilità di circa 10^{-7} (circa $2 \cdot 10^{-2}$ micron/div $\pm$ 50%). I risultati delle misure, medie di circa 80 letture per punto — a causa della estrema sensibilità richiesta — si possono in breve riassumere così: le curve della deformazione (allungamento) rimanente in funzione della σ_{max} cui il provino è stato sottoposto, e della variazione percentuale rimanente della resistività elettrica in funzione sempre di σ_{max} sono state tracciate per due campioni di nichel, uno fuso e l'altro ricotto. Tutte queste curve mostrano un andamento strettamente analogo a quello di J_r (magnetizzazione rimanente) in funzione di H_{max}. Naturalmente, sia la deformazione che la variazione di resistività rimanenti possono essere annullate smagnetizzando il campione, ciò che esclude comple-

tamente la presenza di errori dovuti a deformazioni plastiche. Attraverso le esperienze descritte si sono venuti a determinare i punti principali di un ciclo di isteresi statico magnetoelastico; si è quindi potuto valutare con un'approssimazione non brillante, ma tuttavia significativa, la perdita d'energia ad esso connessa e si è potuta confrontare con la perdita per isteresi in un ciclo a saturazione subito dallo stesso materiale. L'ordine di grandezza delle due perdite è il medesimo — ed anche questo fatto conferma le vedute esposte circa la reale esistenza dell'effetto descritto — del tutto analogo all'effetto Barkhausen, ma causato, anzichè da un campo magnetico, da uno sforzo meccanico applicato al provino.

G. C. Bonghi. Vedi pag. 135.

P. G. Bordoni e M. Nuovo (*Roma*). – **Dissipazione delle onde elastiche nel piombo ad alta temperatura.**

La dissipazione delle onde elastiche di tipo estensionale è stata determinata nel piombo puro misurando il coefficiente di risonanza Q di sbarrette vibranti su frequenze comprese tra 10 e 30 kHz, a temperature variabili tra 300 °K e 600 °K. Le misure sono state effettuate per valori dei coefficienti di deformazione dell'ordine di 10^{-8}, in corrispondenza ai quali la dissipazione risulta sensibilmente indipendente dall'ampiezza di deformazione. Il confronto con precedenti ricerche relative al comportamento del piombo alle basse temperature, mostra che Q^{-1} aumenta di circa 50 volte quando la temperatura T passa da 200 °K a 300 °K. Da quest'ultimo valore fino a temperature prossime a quella di fusione T_f, l'aumento di Q è assai meno accentuato: in particolare per $T/T_f = 0{,}9$, Q^{-1} è circa doppio del valore relativo a 300 °K, in ottimo accordo con i risultati ottenuti da I. Barducci mediante vibrazioni flessionali. I valori ottenuti per la dissipazione in prossimità di T_f sono dello stesso ordine di quelli che si hanno in corrispondenza ai massimi dei fenomeni di rilassamento ($Q^{-1} = 10 \div 20 \cdot 10^{-3}$); a differenza però di quanto si verifica per questi ultimi, la curva dissipazione-temperatura del piombo indica un graduale aumento di Q^{-1} in un campo di temperatura di parecchie centinaia di gradi. Finchè non si supera una temperatura di 520 ÷ 540 °K i risultati sperimentali sono ripetibili; a temperature superiori la dissipazione diminuisce invece al crescere del tempo, e tale diminuzione, che è particolarmente sensibile se il piombo è portato a qualche grado dalla sua temperatura di fusione, persiste anche a temperatura ordinaria. In corrispondenza a temperature di circa 360 °K e 505 °K la dissipazione presenta due massimi poco accentuati, che si spostano verso le alte temperature al crescere della frequenza, e sembrano caratterizzati da valori del calore di attivazione dell'ordine rispettivamente di 15 000 e 30 000 cal/mole^{-1}.

D. Broadbent (*Roma*). – **La composizione e struttura degli sciami estesi.**

Si presentano i risultati di una serie di esperienze sugli sciami estesi. Misure al l.d.m. con contatori scoperti mostrano che la solita ipotesi della uniformità di densità delle particelle incidenti non è valida nemmeno per separazione di contatori di 5 m. Valori ottenuti per γ (l'esponente dello spettro di densità) senza tener conto della non-

uniformità di densità sono in genere troppo alti, con errori dell'ordine del 10%. Tale non-uniformità, nonchè l'incertezza nel valore di γ, ovviamente rendono incerte anche le misure della percentuale di particelle penetranti nello sciame. Esperienze con contatori schermati di piombo indicano che la superficie efficace di tali contatori è più grande di quella reale. La differenza è dovuta al fatto che una particella che non attraversa un contatore può nondimeno scaricarlo se produce nello schermo delle particelle secondarie. Per le particelle interagenti (nucleoni, mesoni π) l'effetto può essere dell'ordine del 100%, ed è quindi essenziale non trascurarlo, ma per la componente penetrante globale scende al 10% circa, a causa dei mesoni π che non interagiscono, e per i quali l'effetto è zero. Altre esperienze con separazioni di contatori fino a 60 m indicano che le particelle penetranti sono distribuite dappertutto nello sciame e in rapporto approssimativamente costante con le particelle molli. Alcuni sciami rivelati dovevano corrispondere ad un'energia primaria dell'ordine di 10^{17} eV. Un piccolo numero di sciami sembrano nettamente diversi dagli altri in quanto hanno una percentuale molto elevata di particelle penetranti, e probabilmente sono i resti di sciami di cui le particelle molli sono state assorbite quasi interamente dall'atmosfera sovrastante. Viceversa la percentuale di particelle penetranti è normalmente così bassa che non è possibile determinare se ci sono sciami che non contengono affatto tali particelle, sciami cioè, iniziati da fotoni od elettroni primari. Uno studio accurato della componente penetrante è stato eseguito ad una quota di 3 500 m, tenendo conto in particolare dei 5 errori sopra indicati. Gli sciami, selezionati soltanto con contatori schermati e di energia primaria di 10^{14}–10^{15} eV, non mostrano nessun effetto diurno. È stato possibile misurare l'effetto barometrico per questi sciami, che risulta uguale a $(+1 \pm 4)\%$ per cm Hg. Questo valore, confrontato col valore di circa -10 per cm Hg per la componente molle indica chiaramente i comportamenti diversi delle due componenti, e dà luogo ad un'altra possibilità di errore nelle misure del rapporto particelle penetranti/particelle molli se queste sono fatte durante periodi di fluttuazioni barometriche. Misure fatte su questo rapporto sono compatibili con un valore unico di 1/50; in particolare non sono stati trovati degli sciami quasi interamente penetranti. È probabile però che il valore del rapporto decresca leggermente con l'aumento della densità media, e quindi della energia primaria media dello sciame. Delle particelle penetranti 1/8 circa sono particelle interagenti, cioè nucleoni o mesoni π, ma la difficoltà di determinare la superficie efficace dei contatori rende un po' incerto questo valore. La quasi costante composizione dello sciame rende probabile l'ipotesi che la struttura laterale della componente penetrante sia uguale a quella della componente molle, ed esperienze fatte al l.d.m. per esaminare separatamente queste strutture la confermano. È stato possibile descrivere le variazioni di densità delle due componenti dello sciame in funzione della distanza (in metri) dall'asse con una funzione $e^{-r/13}$ per la molle, e $e^{-r/25}$ per la penetrante. Gli errori sperimentali, specialmente per la penetrante, sono tali da non escludere che queste due funzioni siano eguali. Possiamo dire però che la maggior parte di tutte le particelle sono certamente dentro un raggio di 50-100 m dall'asse dello sciame. Siccome gli elettroni dello sciame sono secondari della parte penetrante, è questa ultima che determina l'estensione dello sciame, e sembra una coincidenza che l'estensione attuale sia più o meno ciò che c'è da aspettarsi per una pura cascata elettronica. Lo sciame ha inizio ad una altezza di 50-20 km, e una estensione di 50-100 m significa che negli urti iniziali, quando le particelle incidenti hanno un'energia di 10^{14}–10^{15} eV, le particelle secondarie devono uscire entro un angolo non superiore a 0,01 radianti.

P. Budini e L. Taffara (*Trieste*). – **Sulla ionizzazione e sulla radiazione di Čerenkov.**

Si mostra come l'energia perduta da una particella ionizzante in urti larghi, sotto forma di eccitazione e ionizzazione degli atomi del mezzo, è rappresentabile mediante un'unica formula nella quale si introduca un'espressione della costante dielettrica ottenuta con una estensione della teoria della dispersione di Kramers-Kallmann-Mark. L'energia perduta in eccitazione concorrerà alternativamente alla formazione della radiazione di Čerenkov. La frazione dell'energia complessivamente perduta dalla particella ionizzante che viene spesa in eccitazione-radiazione di Čerenkov dipende dall'importanza relativa dello spettro di righe nello spettro d'assorbimento del mezzo in esame. I risultati delle esperienze sulla ionizzazione vengono usualmente confrontati con formule che danno la perdita di energia totale delle particelle ionizzate; questi confronti sono poco attendibili sia perchè solo una parte (anche se buona parte) della energia perduta dalla particella ionizzante contribuisce alla ionizzazione, sia perchè per passare dall'energia perduta dalla particella ionizzante al numero di ioni formati è necessario fissare il valore dell'energia media spesa per ogni ione e l'energia massima trasferita negli urti stretti che sono difficilmente determinabili con esattezza e che quindi vengono spesso introdotti nel formalismo con la funzione di parametri di normalizzazione. In base a queste considerazioni vengono date delle formule per il calcolo diretto del numero di ioni primari e del numero di fotoni Čerenkov al caso dell'idrogeno e i risultati numerici discussi.

E. R. Caianiello (*Roma*). – **Soluzione esplicita dell'equazione di Dyson in elettrodinamica senza ricorso ai diagrammi di Feynman.**

Il calcolo di un qualunque processo di scattering in elettrodinamica viene fatto abitualmente a mezzo dei cosiddetti diagrammi di Feynman; tecnica questa che, pur presentando notevolissimi vantaggi rispetto ai metodi precedenti, presta tuttavia il fianco a varie gravi obiezioni: è utilizzabile solo allorchè il numero di particelle create o distrutte è molto piccolo, ed insieme l'ordine considerato è piccolo; il contributo di un singolo diagramma non è, in generale, un'espressione « gauge-invariant »; infine, essa non riesce a dare un'espressione *compatta* ad ogni singolo termine dello sviluppo perturbativo, che ne mostri in modo perspicuo le proprietà di ricorrenza e simmetria. Tali inconvenienti sono in modo totale eliminati dalle considerazioni che formano oggetto del presente lavoro. Anzichè ricorrere alla rappresentazione intuitiva dei processi virtuali quale viene descritta dai diagrammi di Feynman, noi prendiamo le mosse dall'espressione globale per l'elemento di matrice che descrive un processo arbitrariamente prefissato:

$$M = \sum_N \frac{e^N}{N!} \int \sum \left\langle \Psi_F \,\middle|\, T\left(\prod_{i=1}^{N} \overline{\psi}_{\alpha_i}(x_i) \psi_{\beta_i}(x_i) \gamma^{\mu_i}_{\alpha_i \beta_i} A_{\mu_i}(x_i) \right) \,\middle|\, \Psi_I \right\rangle,$$

dove T denota il prodotto cronologicamente ordinato di Wick, e gli altri simboli sono di ovvio significato. Attraverso laboriosi e delicati sviluppi algebrici, cui è affatto impos-

sibile anche solo accennare in così breve spazio, perveniamo alla seguente espressione di M (a meno di un irrivante fattore di fase):

$$M = \sum_{N=P_0+2Q} \frac{e^N}{N!} \int \sum \begin{vmatrix} (11) & \dots & (1N) & (1u^1) & \dots & (1u^{N_0}) \\ \cdot & \cdot & \cdot & \cdot & \cdot & \cdot \\ (N1) & \dots & (NN) & (Nu^1) & \dots & (Nu^{N_0}) \\ (V^1 1) & \dots & (V^1 N) & 0 & \dots & 0 \\ \cdot & \cdot & \cdot & \cdot & \cdot & \cdot \\ (V^{N_0} 1) & \dots & (V^{N_0} N) & 0 & \dots & 0 \end{vmatrix} \cdot \begin{vmatrix} [12] & \dots & [1N] & [z^1 x_1] & \dots & [z^{P_0} x_1] \\ & [23] & \cdot & \cdot & \cdot & [z^{P_0} x_2] \\ & & \ddots & & & \\ & & & [z^1 x_N] & \dots & [z^{P_0} x_N] \\ & & & 0 & \dots & 0 \\ & & & & \ddots & \vdots \\ & & & & & 0 \end{vmatrix}_+$$

in cui:

$$N_0 = n + q = m + p; \qquad N = P_0 + 2Q;$$

nel determinante:

$$(hk) = \frac{1}{2} [S^F(x_h - x_k)\gamma^{\mu_k}]_{\beta_h \beta_k}; \qquad (hu^k) = u^k_{\beta_h}(x_h); \quad (V^k h) = \sum_{\alpha_h=1}^{4} v^k_{\alpha_h}(x_h) \cdot \gamma^{\mu_h}_{\alpha_h \beta_h}$$

rappresentano, rispettivamente, le funzioni d'onda degli n elettroni iniziali e dei q positroni finali, e dei p elettroni finali e degli m positroni iniziali, queste ultime moltiplicate per le matrici γ^μ di Dirac; nel simbolo triangolare:

$$[hk] = \frac{1}{2} \delta_{\mu_h \mu_k} D^F(x_h - x_k); \qquad [z^k x_h] = z^k_{\mu_h}(x_h)$$

rappresentano le funzioni d'onda dei P_0 fotoni iniziali e finali. Tale simbolo si sviluppa mediante regola analoga a quella dei pfaffiani, prendendo solo, sempre, ogni termine col segno $+$: così, ad es.,

$$\begin{vmatrix} a & b & c \\ & d & e \\ & & f \end{vmatrix}_+ = af + be + cd\,.$$

È chiaro allora che (integrazione e sommazione intendendosi compiute rispetto a tutte le variabili e gli indici scritti) questa espressione esibisce tutte le proprietà di simmetria e ricorrenza inerenti al problema, nascoste dalla tecnica dei diagrammi; può scriversi immediatamente per un *qualunque* processo prefissato; è, di per sè, « gauge-invariant ». Sono in progresso studi intesi ad ottenere una trattazione « gauge-invariant » della rinormalizzazione, ed infine ad eliminare le restrizioni imposte dal metodo perturbativo.

P. Caldirola (*Milano*). – **Considerazioni sulle nuove particelle instabili.**

Si riportano i risultati conseguiti dal gruppo di Milano (in collaborazione con Genova) nello studio delle disintegrazioni di particelle instabili pesanti. Si discute poi l'esistenza dei supernucleoni carichi in base all'evidenza sperimentale e si mettono in relazione le proprietà di queste nuove particelle con le diverse ipotesi teoriche avanzate per la loro interpretazione.

P. Caldirola (*Milano*). – **Considerazioni teoriche sulla separazione degli isotopi per diffusione gassosa.**

Si espongono i risultati di un calcolo relativo all'influenza della viscosità e della velocità di immissione di un fluido costituito da una miscela di due isotopi sul coefficiente di separazione mediante il processo della diffusione gassosa attraverso una parete porosa. Si riportano alcuni risultati numerici relativi all'esafluoruro di uranio.

P. Camagni, G. Chiarotti, L. Giulotto (*Pavia*) e F. Fumi (*Milano*). – **Studio della conversione $F \rightarrow Z_1$, in cristalli di KCl contenenti impurità bivalenti.**

È stata studiata la conversione $F \rightarrow Z_1$ sotto l'azione di luce F in cristalli di KCl contenenti una piccola quantita (percentuale molecolare di $5{,}5 \cdot 10^{-5}$) di Sr^{++}, colorati sia additivamente sia mediante raggi X. Il rendimento quantico iniziale per la distruzione dei centri F in cristalli colorati additivamente contenenti $5 \cdot 10^{16}$ centri F/cm^3 è di circa 0,27. Tale rendimento tende a zero col prolungarsi dell'illuminazione, mentre la banda Z_1 raggiunge un valore di saturazione. Un'ipotesi ragionevole sembra quella che in tali condizioni tutti gli ioni stronzio liberi (cioè non associati ad una vacanza positiva) abbiano catturato un elettrone formando centri Z_1. In base a tale ipotesi, dal valore del rendimento quantico è stato possibile determinare il rapporto fra le sezioni di cattura, per elettroni liberi, delle vacanze negative e degli ioni bivalenti. Tale rapporto è risultato circa uguale a 1. Sempre in base alla stessa ipotesi, si è potuto determinare la condizione di equilibrio, a temperatura ambiente, della reazione

$$++\boxplus \rightleftarrows (++) + \boxplus$$

e quindi l'energia di associazione del complesso ione bivalente-vacanza positiva. Essa risulta di circa 0,3 eV. Dalla conoscenza dell'altezza e semilarghezza della banda Z_1 e dal numero dei centri Z_1 presenti è stato possibile determinare inoltre il valore dell'« oscillator strength » per il centro Z_1 che è risultato uguale a 0,84. Varie considerazioni fanno ritenere i valori trovati per la sezione di cattura, per l'energia di associazione e per la « oscillator strength » completamente ragionevoli. Nel caso di cristalli colorati X il valore della resa quantica iniziale per la trasformazione $F \rightarrow Z_1$ è di 0,22. Tale valore farebbe prevedere la presenza di una banda Z_1 iniziale che però non è stata osservata. Un'analisi approfondita del fenomeno è però in questo caso notevolmente difficile per la presenza di altre trappole per elettroni (buche positive da centri V).

G. Careri. Vedi pag. 121.

G. Careri, A. Paoletti e F. Salvetti (*Roma*). – **Autodiffusione in indio liquido.**

Lo studio sistematico del coefficiente di autodiffusione nei liquidi semplici, se messo in relazione con l'analogo coefficiente nei solidi, può portare luce sulla struttura dei liquidi e sul complesso di fenomeni che avvengono all'atto della fusione. Questa grandezza è stata perciò da noi misurata nell'indio liquido, per il quale esistono recenti

misure allo stato solido. La tecnica sperimentale è stata messa a punto, e consiste sostanzialmente nel fare fondere, diffondere e poi solidificare una mina di metallo radioattivo su di una mina dello stesso metallo inerte. Successivamente si misura la radioattività della mina punto per punto, e da qui si risale al valore del coefficiente di autodiffusione. Abbiamo trovato che nel liquido l'energia di attivazione è dell'ordine di kT, mentre nel solido vale circa 20 kT. Altri dati recenti mostrano che per il mercurio liquido l'energia di attivazione vale pure kT. Questi due fatti fanno pensare che all'atto della fusione si ha una totale distruzione del reticolo, e che la concezione quasi cristallina dei liquidi è molto inadeguata per i fenomeni di trasporto.

A. Carrelli e F. Cennamo (*Napoli*). – **Sul secondo coefficiente di viscosità.**

La teoria generale della viscosità porta com'è ben noto all'introduzione di due coefficienti di viscosità. Nel caso dei gas perfetti, tra i due deve passare una relazione per cui può dirsi che si ha un solo coefficiente, ma, per esempio, nel caso dei liquidi a priori non può affermarsi nulla, e quindi nel caso generale bisogna ammettere l'esistenza di due coefficienti. L'Eckart ha studiato il problema teoricamente per ricercare in quali speciali condizioni è possibile procedere ad una determinazione sperimentale che permetta di stabilire se esiste effettivamente un secondo coefficiente di viscosità. Le condizioni per le quali ciò è possibile si realizzano, secondo l'Eckart quando in un tubo cilindrico chiuso si ha un fascio ultrasonico di sezione minore di quella del tubo, e più precisamente si dimostra che sulla parete opposta al quarzo generatore degli ultrasuoni agiscono due forze, una è quella ben nota dovuta alla pressione di radiazione ed un'altra è di origine idrodinamica, e richiede un certo tempo per acquistare il valore definitivo, tale forza dipende oltre che da diversi parametri anche dal secondo coefficiente di viscosità. Il Liebermann ha attuato un dispositivo sperimentale che ha permesso la misura delle due forze e quindi del secondo coefficiente che risulta, in base a queste misure, diverso da liquido a liquido. Si sono allora ripetute le esperienze di Liebermann con alcune modifiche sostanziali, e in linea di massima si sono potuti effettivamente confermare i risultati fondamentali che porterebbero ad ammettere l'effettiva esistenza di due coefficienti. Si sono messe in evidenza ancora particolarità che devono essere chiarite prima che si possa dare su tale importante questione una risposta definitiva

A. Carrelli e Gallo (*Napoli*). – **Sulla velocità delle onde termiche nei liquidi.**

Partendo dal concetto che il trasporto dell'energia termica è effettuato nei liquidi mediante onde elastiche deriva come conseguenza che ogni trasporto d'energia termica è legato ad un trasporto di quantità di moto, e questo trasporto deve attuarsi con una certa velocità V. Tale velocità può ricavarsi conoscendo la quantità di energia termica trasportata e l'impulso corrispondente. Il Lucas ha realizzato un'esperienza nella quale un cilindro con pareti termicamente isolanti e con le due basi metalliche è in equilibrio in un liquido; quando nella zona inferiore del liquido si produce, per esempio, un raffreddamento, dal liquido, nell'immediata vicinanza della base del cilindro, parte un'onda termica e quindi un impulso diretto verso il basso. Ciò porta alla genesi di una forza

che si aggiunge a quella dipendente dalla variazione di spinta causata dalla variazione della densità per effetto della diminuzione di temperatura. Il calcolo particolareggiato porta a stabilire una relazione che permette di ricavare la velocità V in funzione delle forze che agiscono sul cilindro. Le misure fatte dal LUCAS danno un valore di V superiore a quello delle onde acustiche. Le esperienze sono state da noi ripetute con un dispositivo più sensibile ed hanno portato ai seguenti risultati: è stato ottenuto per l'acqua un valore vicino a quello di LUCAS; altri liquidi quali alcool amilico, glicerina, etere etilico ecc., hanno valori di V tutti superiori al valore della velocità delle onde acustiche ma in maniera meno accentuata. È stata inoltre misurata la velocità V in soluzioni di sali molto solubili. Tutte queste hanno mostrato diversità ma in maniera inferiore a quella dell'acqua.

A. CARRELLI e F. PORRECA (*Napoli*). – **Su alcune particolarità degli ultrasuoni in alcune sospensioni.**

Facendo seguito a ricerche, di cui si è dato già notizia, sul fenomeno presentato da alcune sospensioni sottoposte ad ultrasuoni in onde stazionarie, si è potuto ancora porre in evidenza quello che può dirsi l'effetto inverso, e cioè sotto l'azione degli ultrasuoni vengono a formarsi nei piani nodali addensamenti dei granuli della sospensione in modo che viene a costituirsi un reticolo con distanza reticolare uguale a mezza lunghezza d'onda. L'effetto d'ordinamento e la durata dipende dalla frequenza degli ultrasuoni, e possono riportarsi le curve che danno questo tempo di persistenza in funzione della frequenza. Questo effetto può essere attribuito ad un addensamento delle molecole del solvente intorno ai granuli della sospensione, addensamento che produce una variazione dell'indice di rifrazione, e quindi genera un alto reticolo di fase con i piani nelle zone nodali. Questa interpretazione è stata suffragata sperimentalmente mediante l'apparecchio del Tiselius, che ha mostrato come allo strato limite fra il deposito della sospensione e il solvente puro si ha, per sospensioni che presentano l'effetto, una variazione dell'indice, e si è potuto pure procedere ad una valutazione approssimativa di questa variazione. L'effetto si presenta in sospensioni che si realizzano mescolando le particelle nel solvente. Queste evidentemente col tempo si depositano sul fondo e quindi dall'istante nel quale è stata preparata la sospensione si deve avere un processo di deposito delle particelle. Infatti la durata del reticolo diminuisce, e con legge lineare al variare del tempo; ammettendo che tale durata sia dipendente dalla concentrazione dei granuli si ha la possibilità di determinare la velocità di caduta, e quindi da questa procedere ad una determinazione delle loro dimensioni. La dimostrazione della presenza di un reticolo di fase nei piani nodali dovuta all'addensamento delle molecole di solvente intorno ai granuli si può ancora avere facendo ricorso a fasci luminosi molto sottili di larghezza uguale a mezza lunghezza d'onda: per reticoli di fase semplici si ha una particolare figura di diffrazione che si modifica notevolmente se si hanno due reticoli di fase sovrapposti, di cui uno di lunghezza d'onda metà. Ora, quando si usano le sospensioni che presentono l'effetto, la figura di diffrazione si presenta analoga a quella ora indicata.

C. Castagnoli, G. Cortini, C. Franzinetti, A. Manfredini e D. Moreno (*Roma*). – **Nuovo metodo per la determinazione dell'energia dei getti.**

Viene proposto un metodo statistico per la determinazione dell'energia del primario di un urto nucleone-nucleone in cui vengono prodotte più particelle secondarie. Tale metodo, che costituisce un perfezionamento rispetto ai procedimenti seguiti da altri autori, fa uso di tutte le informazioni che si possono trarre da misure angolari eseguite su di un getto e fornisce una semplice espressione per l'errore statistico da cui è affetto il risultato, la cui entità, sempre assai elevata, viene a dipendere dalla distribuzione angolare dei corpuscoli emessi nel sistema del baricentro. Il metodo, che si può applicare per approssimazioni successive, viene usato per la discussione di 43 getti dovuti a primari p(28), n(6) ed α(9). Oltre all'energia per nucleone del primario di ciascun getto, vengono dedotte alcune informazioni sulla distribuzione angolare dei corpuscoli emessi nel sistema del baricentro. Un esame critico della determinazione dell'energia del primario mostra che il risultato della prima approssimazione basata sull'ipotesi che tutti i corpuscoli emessi abbiano, nel sistema del baricentro, la stessa velocità che posseggono i due nucleoni prima dell'urto, non ha in generale molto significato. La soluzione di seconda approssimazione richiede invece la conoscenza dello spettro dei corpuscoli emessi e dipende abbastanza fortemente da questo. Se lo spettro sperimentale fosse ben rappresentato da una formula simile a quella della teoria termodinamica di Fermi, la determinazione dell'energia avrebbe un certo senso solo nel caso in cui essa fosse superiore ad almeno 50 GeV. Ma se lo spettro sperimentale fosse rappresentato, per energie dei mesoni emessi grandi rispetto all'energia di quiete, da un'espressione del tipo di quella di Heisenberg, allora la valutazione dell'energia del primario verrebbe a dipendere fortemente dall'andamento delle spettro usato alle basse energie anche per urti ultrarelativistici.

M. Ceccarelli, G. Quareni e G. T. Zorn (*Padova*). – **Disintegrazioni nucleari prodotte da particelle α.**

Vengono esposti i dati desunti dallo studio di 42 disintegrazioni nucleari prodotte da particelle α della radiazione cosmica primaria in emulsioni nucleari. Le corrispondenti « stelle » sono state individuate avendo come unico criterio di identificazione la presenza nell'emisfero superiore di una particella α di energia maggiore di 500 MeV ed identificabile come tale attraverso misure di ionizzazione e « scattering ». Sono inoltre esposti dati riguardanti le disintegrazioni prodotte da particelle α accelerate artificialmente ad un'energia di 350 MeV. Tutte le disintegrazioni sono state analizzate in dettaglio ed i dati più caratteristici di tale analisi (distribuzioni angolari dei diversi tipi di rami, distribuzione in grandezza delle disintegrazioni, molteplicità degli sciami ecc.) sono messi a confronto con i corrispondenti ottenuti per disintegrazioni prodotte da protoni di equivalenti energie. Vengono infine presentati alcuni eventi particolari e cioè esempi di interazione di particelle α con nuclei di idrogeno ed esempi di interazione elastica, ove cioè la particella α non risulta distrutta nel corso dell'interazione.

F. Cennamo. Vedi pag. 127.

F. Cennamo e E. Tartaglione (*Napoli*). – **Diffrazione di raggi X in soluzioni di alcuni liquidi in tetraclorurio di carbonio.**

Si espongono i risultati ottenuti dallo studio della diffrazione dei raggi X in soluzioni di alcuni liquidi con tetracloruro di carbonio. I liquidi studiati sono cicloesano, cicloesanolo, alcool etilico, acetone, benzolo; per ciascuno dei liquidi studiati con il dispositivo adoperato e con il tempo di posa utilizzato (45 minuti) si è ottenuto il ben noto anello di diffrazione, la cui posizione non varia in modo misurabile per l'aggiunta del tetracloruro. Il punto che interessa notare nei risultati ottenuti è il seguente: l'intensità dei raggi diffratti, misurata in corrispondenza del massimo dell'anello di diffrazione, cade per le varie soluzioni molto rapidamente al variare delle quantità di tetracloruro, e già col 10 per cento può affermarsi che il massimo è praticamente scomparso. Inoltre la legge di caduta dell'intensità presenta lo stesso andamento per i vari liquidi adoperati.

F. Cennamo e E. Tartaglione (*Napoli*). – **Diffrazione di raggi X in mescolanze acqua-diossano.**

Si è studiato in modo analogo a quanto è stato fatto col tetracloruro l'andamento del massimo di diffrazione dell'acqua in soluzioni di acqua in diossano. Il massimo dell'acqua si sposta notevolmente al variare della concentrazione fino a rimanere costante al miscuglio del 20 per cento di diossano. L'intensità dei fasci diffratti, misurata in corrispondenza del massimo, presenta un minimo per il miscuglio contenente il 7 per cento di diossano, e cresce con legge lineare fino al 100 per cento di diossano. Ora la curva della variazione dell'intensità dei raggi diffratti e quella della posizione del massimo hanno andamento analogo a quella relativa al modulo di compressibilità e alla densità degli stessi miscugli.

C. Ceolin e R. Stroffolini (*Padova*). – **Sulla produzione di deutoni per pick-up.**

Abbiamo calcolato la sezione d'urto per la produzione di deutoni da parte di nuclei leggeri bombardati da protoni o neutroni, usando l'approssimazione di Born. In particolare i calcoli sono stati eseguiti per il ^{12}C e per il ^{9}Be. Per il ^{12}C abbiamo usato il modello a shell e abbiamo paragonato i nostri risultati con i dati sperimentali di Hadley e York (1950) ottenuti con neutroni incidenti di circa 90 MeV. Abbiamo supposto che il nucleo di ^{9}Be sia costituito da un nocciolo di 4 protoni e 4 neutroni i quali si muovono in un campo centrale a buca e da un neutrone più debolmente legato che si muove in una buca di potenziale di profondità minore e di larghezza maggiore. La sezione d'urto è stata calcolata per protoni incidenti di 8, e 22 MeV. Quando si usano protoni di 8 MeV, solo il neutrone più debolmente legato contribuisce alla formazione dei deutoni, con protoni incidenti di 22 MeV anche i neutroni più legati del nocciolo contribuiscono alla formazione dei deutoni. Per la sovrapposizione dei due contributi la dipendenza angolare della sezione d'urto a 22 MeV risulta simile a quella a 8 MeV in accordo con i dati sperimentali di Harvey (1950) e Coen *et al.* (1953).

C. CERNIGOI e G. POIANI (*Trieste*). – **Sull'assorbimento della componente fotonica della radiazione cosmica al livello del mare.**

È noto come, secondo le moderne vedute, lo sviluppo della componente elettrofotonica in aria venga alimentato principalmente da tre sorgenti: gli elettroni di decadimento e d'urto da mesoni μ ed i fotoni di decadimento dai π^0. Poichè i dati sperimentali relativi alla componente fotonica sono piuttosto scarsi, si è voluto iniziare una serie di esperienze su di essa, atte a confrontare i risultati dedotti dalle precedenti vedute con le misure ricavabili sperimentalmente. La prima di queste ricerche ha lo scopo di rilevare l'andamento dello spettro della fotonica al livello del mare, rifacendo con metodo un po' diverso le misure istituite allo scopo diversi anni fa da JANOSSY e ROSSI. Il dispositivo sperimentale consiste in un telescopio di contatori che serve a rivelare i prodotti di materializzazione dei fotoni in uno sciamatore di piombo dello spessore di 9 mm. Un piatto di contatori in anticoincidenza, sovrastante il telescopio, seleziona i fotoni incidenti dalle particelle ionizzanti. Lo spettro della fotonica viene determinato attraverso l'assorbimento dei prodotti di materializzazione, effettuato con piombo inserito fra i contatori del telescopio. Il circuito elettronico adoperato consente di rilevare le triple del telescopio e direttamente le anticoincidenze con un potere risolutivo di 2 μs . Dalle misure effettuate risulta che l'andamento dello spettro si adatta abbastanza bene a quello comunemente accettato. Una successiva discussione mette in rilievo il contributo delle tre sorgenti alla formazione dello spettro fotonico al livello del mare.

G. CHIAROTTI. Vedi pag. 126.

G. CHIAROTTI, G. CRISTIANI e L. GIULOTTO (*Pavia*). – **Tempo di rilassamento termico dei protoni nell'acqua e momento magnetico dell'ossigeno in soluzione acquosa.**

Il valore generalmente accettato finora per il tempo di rilassamento termico dei protoni nell'acqua è di 2,3 s (BLOEMBERGEN, PURCELL e POUND), mentre quello previsto dalla teoria (assumendo come tempo di correlazione $\tau_c = 1 + 10^{-11}$ s in accordo con i dati di Collie e coll. sulla dispersione anomala alla r.f.) è di 3,4 s. Misure da noi eseguite recentemente hanno dato come risultato $T_1 = 3{,}5 \pm 0{,}2$ s in ottimo accordo con la teoria. Noi riteniamo che il valore più piccolo del tempo di rilassamento trovato da Purcell e coll. possa essere dovuto alla presenza di ossigeno in soluzione. Infatti il valore di T_1 sopra riportato si riferisce ad acqua accuratamente privata di O_2, mentre per esempio per acqua satura di ossigeno a pressione atmosferica si trova $T_1 = 1{,}6$ s. Tuttavia l'influenza dell'ossigeno in soluzione acquosa sul tempo di rilassamento termico dei protoni è notevolmente più piccola di quanto ci si potrebbe aspettare. Essendo infatti il momento magnetico della molecola di ossigeno di 2,83 magnetoni di Bohr, il tempo di rilassamento prevedibile per una soluzione satura alla pressione atmosferica sarebbe di 0,43 s. Riteniamo che il relativamente piccolo momento magnetico efficace dell'ossigeno in soluzione acquosa (1,1 magnetoni di Bohr) possa essere attribuito a fenomeni di associazione molecolare.

G. Chiarotti, L. Giulotto e G. Lanzi (*Pavia*). – **Metodi per la misura del tempo di rilassamento termico nucleare.**

Si descrivono due metodi per la misura del tempo di rilassamento termico nucleare, di cui uno (*a*) è completamente nuovo, mentre l'altro (*b*) consiste sostanzialmente in un perfezionamento del metodo usato da Conger e Selwood (*Journ. of Chem. Phys.*, **20**, 383 (1952)). Il metodo *a*) consiste nel determinare il rapporto delle ampiezze dei segnali di assorbimento per due diverse frequenze di passaggio mantenendo costante la velocità di passaggio e l'intensità del campo oscillante a r.f. Il metodo (*b*) è basato sulla osservazione dei segnali in fase dovuti al completo capovolgimento della magnetizzazione nucleare che si ha per campi oscillanti abbastanza forti. Se i passaggi si susseguono periodicamente con due intervalli di tempo diversi, due segnali successivi risultano di ampiezze diverse. La misura di tali ampiezze e dei relativi intervalli di tempo permette di determinare il valore del tempo di rilassamento termico. Per la misura del tempo di rilassamento termico dei protoni nell'acqua o in soluzioni acquose molto diluite di sostanze paramagnetiche è stato messo a punto un dispositivo che permette di modulare il campo costante con frequenze da 0,2 a 10 Hz e di registrare fotograficamente i segnali. Mentre il metodo *a*) è di applicazione generale, il metodo *b*) è soggetto ad alcune limitazioni. Il confronto fra i due metodi ha dato risultati in accordo entro i limiti dell'errore.

R. Cialdea (*Roma*). – **Un polarimetro fotoelettrico per le misure di campi magnetici.**

Per lo studio di una lente magnetica in ottica elettronica è necessario conoscere il campo magnetico in ogni punto del suo asse di simmetria. I metodi attualmente adoperati a tale scopo sono generalmente basati sull'induzione elettromagnetica; nella presente comunicazione viene descritto un nuovo metodo di misura basato sull'effetto magneto-ottico di Faraday. Esso consiste nel porre sull'asse della lente in esame una sonda costituita da un piccolo cilindretto di una opportuna sostanza. La rotazione del p.d.v. prodotta dal campo permette la determinazione della differenza di potenziale magnetico agli estremi del cilindretto stesso e quindi il campo magnetico medio nella posizione occupata dalla sonda. È noto però che l'effetto Faraday è molto piccolo e pertanto è necessario un apparato molto sensibile per la misura delle rotazioni del p.d.v. A tale scopo presso il Laboratorio di Fisica Superiore dell'Università di Roma è stato realizzato un polarimetro fotoelettrico che presenta come essenziali caratteristiche una grande sensibilità, una notevole stabilità ed una mancanza assoluta di deriva. Vengono poi descritte le varie parti dell'apparato: il sistema ottico, il modulatore a penombra, la sonda magnetica, il compensatore di rotazione, lo schema elettrico di amplificazione e misura. Infine si riferisce sulle caratteristiche di un tale metodo di misura nella sua applicazione all'ottica elettronica.

A. Cimino. Vedi pag. 121.

M. CINI (*Torino*). – **Rinormalizzazioni di equazioni non adiabatiche in teoria dei campi.**

Sono state prese in considerazione recentemente, per lo studio di problemi in cui lo sviluppo della matrice S in approssimazione di Born, non è applicabile (stati legati, scattering mesone-nucleone) equazioni così dette non adiabatiche, in cui cioè si cerca di introdurre fin dall'inizio anche parte degli effetti di reazione reciproca dei campi interagenti. Il primo in ordine di tempo di tali metodi (TAMM-DANCOFF [1]) espresso in forma non covariante, è stato esteso da LEVY [2] ed usato per il calcolo del potenziale tra due nucleoni. KLEIN [3] ha mostrato come i risultati di LEVY (corretti con alcuni errori di calcolo) si possono dedurre dal metodo non adiabatico covariante di BETHE e SALPETER [4]. Precedentemente l'Autore aveva mostrato [5] che è possibile esprimere l'equazione integrale di Tamm-Dancoff per lo stato legato di due nucleoni in forma covariante e procedere alla rinormalizzazione del nucleo di tale equazione, almeno fino al quart'ordine nella costante di accoppiamento, allo scopo di tener conto esplicitamente degli effetti radiativi che, nel caso di campi mesonici, sono ovviamente tutt'altro che trascurabili. Si presenta ora una dimostrazione completa della possibilità di rinormalizzare l'equazione integrale trovata a tutti gli ordini nella costante di accoppiamento. Inoltre è stata recentemente proposta da DYSON [6] una modifica del metodo originale di Tamm-Dancoff, indicata con il nome di « nuovo metodo di Tamm-Dancoff », che ha come vantaggio principale di eliminare in modo coerente tutti i contributi delle fluttuazioni del vuoto che nel vecchio metodo davano origine a termini divergenti non rinormalizzabili. Poichè anche questo nuovo metodo è stato presentato in forma non covariante, sembra utile, anche perchè esso si presenta più adatto del precedente all'uso pratico, dimostrare la possibilità di tener conto degli effetti radiativi con un procedimento di rinormalizzazione. Si presentano alcune considerazioni a questo riguardo facendo uso di un formalismo analogo a quello elaborato da DYSON [7] per gli operatori in rappresentazione di Heisenberg.

---

(1) I. TAMM: *J. Phys.* (URSS), **9**, 449 (1945); S. M. DANCOFF: *Phys. Rev.*, **78**, 382 (1950).
(2) M. M. LÉVY: *Phys. Rev.*, **88**, 72, 725 (1952).
(3) A. KLEIN: *Phys. Rev.*, **90**, 1101 (1953).
(4) E. E. SALPETER e H. A. BETHE: *Phys. Rev.*, **84**, 1232 (1951).
(5) M. CINI: *Nuovo Cimento*, **10**, 526, 614 (1953).
(6) F. J. DYSON: *Phys. Rev.*, **90**, (1953); **91**, 421 (1953). L'autore è grato al Prof. DYSON per avergli inviato copia di questi lavori prima della pubblicazione.
(7) F. J. DYSON: *Phy. Rev.*, **82**, 428 (1951).

M. CONVERSI, I. F. QUERCIA e P. ROTHWELL (*Pisa*). – **Distribuzioni angolari delle particelle primarie e secondarie nelle interazioni nucleari prodotte dalla radiazione cosmica.**

Una camera a ioni a pareti sottili del tipo veloce, circondata da contatori connessi con un odoscopio a 22 canali, è stata impiegata per studiare alcune proprietà della componente nucleonica dei raggi cosmici a 3 500 m sul l.d.m. Ciascuna interazione nucleare prodotta nella camera e i cui rami attraversano almeno uno dei contatori, è registrata mediante una telescrivente comandata dall'odoscopio. La telescrivente batte su un rotolo di carta le lettere corrispondenti ai contatori colpiti, consentendo in tal modo di ottenere una « rappresentazione geometrica » dell'evento in proiezione su di un piano verticale. Gli eventi registrati (oltre 13 000) sono già stati analizzati da

alcuni punti di vista in un precedente lavoro (*Nuovo Cimento*, **10**, 898 (1953)) nel quale si è mostrato, in particolare, che i rami « rivelabili » delle stelle generate nella camera corrispondono ai rami « grigi » e alle « particelle-sciame » delle stelle osservate nelle emulsioni fotografiche. Le 13 000 stelle da noi registrate sono ora state analizzate al fine di ottenere informazioni sulla distribuzione angolare dei loro rami, nonchè sulla legge con cui, al variare dell'angolo zenitale z, varia il numero delle particelle primarie (p.p.) che le producono. È stata determinata in primo luogo la distribuzione angolare dei rami *intorno alle direzioni delle p.p.*, per stelle aventi diverso numero r di rami rivelabili. Si è trovato che entro gli errori statistici tale distribuzione è indipendente da r. Detto θ l'angolo formato da un generico ramo secondario con la p.p., la probabilità di trovare in una stella un ramo tra θ e $\theta + \mathrm{d}\theta$ è espressa da

$$F(\theta) = ae^{-\theta^2} + b\,, \qquad \text{con} \quad a/b = \sim 10.$$

In secondo luogo è stata determinata la distribuzione zenitale $N(z)$ delle p.p. e, al tempo stesso, la distribuzione angolare $n(\varphi)$ dei rami secondari delle stelle *intorno alla verticale*. Quest'ultima si può anche ricavare dalla formula

$$n(\varphi) = \int N(z)F(\theta)\,\mathrm{d}z\,,$$

dove φ è l'angolo formato dai rami secondari con la verticale orientata verso il basso e l'integrale va esteso all'emisfero superiore. La funzione $N(z)$ è stata determinata sotto l'ipotesi che essa possa essere rappresentata da $N(z) = \cos^n z$, ricavando con un metodo di successive approssimazioni il valore di n. Per i protoni che generano nella camera stelle aventi almeno un ramo rivelabile, si è ottenuto

$$N(z) = \cos^{2,5} z.$$

Questo risultato va confrontato con quello $\left(N(z) = \cos^{2,8} z\right)$ già riportato nel precedente lavoro per i protoni (di energia media prossima a 35 MeV) responsabili della produzione di stelle non aventi alcun ramo capace di attraversare le pareti della camera e dei contatori. I risultati vengono discussi e confrontati con quanto noto in base ai lavori di altri autori (Harding, Manfredini, Wanick e Ohtsuka, ecc.).

G. Cortini. Vedi pag. 129.

G. Cristiani. Vedi pag. 131.

M. Cutolo (*Napoli*). – **Determinazione sperimentale dell'intensità totale del campo magnetico terrestre nella regione inferiore dell'alta atmosfera (strato E).**

Si mette brevemente in rilievo l'importanza dello studio del campo magnetico terrestre (C.M.T.) e si ricorda come la maggiore causa di variazione di esso sia dovuta alle correnti elettriche aventi sede nella regione inferiore della ionosfera e cioè nello strato E. Dopo aver menzionato che il metodo di Appleton per la misura del C.M.T. è adatto soltanto per lo strato F e non per lo strato E in quanto in questo strato la biritrangenza elettromagnetica non è affatto netta, si dimostra quanto sarebbe importante esco-

gitare un metodo capace di misurare il C.M.T. proprio nello strato E per poi paragonare il valore trovato in quella regione con quello misurato sulla superficie terrestre sotto la zona esplorata della ionosfera. Sino a questo momento la misura di H nello strato E è stata effettuata soltanto mediante magnetometri montati sui razzi. È evidente che tali misure non si possono eseguire con continuità ma soltanto nello spazio di alcuni secondi per ogni lancio del razzo. Si mette in evidenza come il metodo della girointerazione permette di risolvere il problema della misura del C.M.T. nello strato E e come tale metodo sia idoneo, qualora si adoperi una girostazione funzionante in regime impulsivo, a fare misure precise con incertezza soltanto sulla 4ª cifra decimale. Se poi si adopera il fenomeno dell'autodemodulazione, il metodo di misura riesce più semplice pur rimanendo la precisione identica a quella del metodo della girointerazione. Si conclude con l'osservare che i metodi descritti indicano che il valore del C.M.T. in quota è minore di quello riscontrato sulla superficie terrestre. Questa diminuzione e le fluttuazioni del campo magnetico sembrano provare l'esistenza delle correnti elettriche nello strato E.

M. Cutolo (*Napoli*). – **Sulla possibilità di misura del campo magnetico generale del Sole.**

Durante il Congresso Internazionale di Astronomia tenutosi a Roma nel settembre 1952 ha suscitato notevole interesse lo studio dei campi magnetici del Sole, in particolare le osservazioni di Babcock a Hale Solar Laboratory in Pasadena. Ma sino a questo momento le conclusioni circa la presenza e l'intensità dei campi magnetici sono ancora contrastanti. Fra i tanti sistemi escogitati per la misura degli H solari il metodo radioelettrico sembrebbe il più idoneo per dare dei risultati sicuri e precisi. Da vari Autori e in particolare da Kerr è stata indicata la possibilità di fare indagine radar del Sole in particolare della corona. Poichè le frequenze con le quali si dovrebbe esplorare la corona solare dovrebbero essere comprese nella gamma 20-40 *Mc*/sec, ricordando i valori di H sinora ammessi risulta che le frequenze giromagnetiche degli elettroni liberi dell'atmosfera solare sono comprese appunto nella gamma 20-40 MHz che si dovrebbe adoperare per una esplorazione radar del Sole. In caso di tale possibilità esplorativa basterebbe modulare il segnale irradiato dal radar e far variare la sua frequenza all'incirca da 20 a 40 MHz. Se i valori degli H solari sono veramente del valore supposto, noi dovremmo vedere demodulata l'onda elettromagnetica riflessa dal Sole in modo da poter ottenere una curva di risonanza con i due massimi simmetrici rispetto alla frequenza giromagnetica solare. L'esatta determinazione di queste frequenze permetterebbe di ricavare il valore di H nella corona solare. Le probabili fluttuazioni delle frequenze giromagnetiche potrebbero darci notizia delle fluttuazioni dei campi magnetici solari.

M. Cutolo, G. C. Bonghi e A. Sciacchitano (*Napoli*). – **Esperienze internazionali di autodemodulazione su frequenze non giromagnetiche.**

Dopo aver brevemente ricordato come si pervenne al rilievo del nuovo fenomeno dell'autodemodulazione delle onde medie nella ionosfera, si descrivono le recenti esperienze eseguite per comprovare l'esistenza del fenomeno stesso anche su frequenze non giromagnetiche. Queste esperienze, diversamente da quelle precedenti, sono state

organizzate in campo internazionale dalla SottoCommissione III b dell'U.R.S.I. su proposta del Centro Studi. Hanno funzionato da stazioni trasmittenti Radio Parigi (kHz 863) e Radio Strasburgo (kHz 1160) della Radiodiffusione Francese. Le stazioni riceventi erano situate nelle seguenti località: Cambridge, Parigi (Suresnes), Belgio, Olanda (Nederhorst den Berg), Torino, Milano, Napoli, Cagliari, Poitiers, Atene ed Algeri. Le esperienze sono state condotte nelle notti, del 24, 25, 27 e 28 marzo 1953, dalle ore 0030 alle ore 0430. Finora sono stati esaminati i dati registrati a Napoli, Milano, Cagliari, Algeri, Nederhorst den Berg, non essendo ancora pervenuti, tramite la S. Commissione III b, quelli delle altre località riceventi. Si rileva che per dare una esatta interpretazione delle misure è necessario applicare il metodo statistico che esige la registrazione di un gran numero di dati e quindi la ripresa cinematografica delle emissioni. Dai dati sperimentali finora esaminati, parte dei quali però sono troppo scarsi all'infuori di quelli molto più numerosi ottenuti a Napoli, traspare che il grado di modulazione dei campi elettromagnetici ricevuti è quasi sempre differente da quello impresso dall'emettitore. Dalle osservazioni effettuate a Napoli sembra poter intravvedere che il fenomeno si può verificare anche su frequenze lontane dalla girofrequenza e che l'andamento del grado di modulazione del segnale ricevuto è una funzione parabolica della frequenza di modulazione.

M. Cutolo e M. Lozzi (*Napoli*). – **Considerazioni teoriche sulle curve di risonanza nel moto degli elettroni lenti dell'alta atmosfera.**

In una precedente comunicazione uno di noi (M. C.) ha notato sperimentalmente l'esistenza di due tipiche curve di risonanza nel moto degli elettroni lenti dell'alta atmosfera sotto l'azione del campo magnetico terrestre e di un campo elettromagnetico la cui frequenza varia intorno alla frequenza giromagnetica locale. L'esperienza ha confermato, come è noto, la possibilità teorica di ottenere una curva di risonanza con due massimi esistenti su frequenze equidistanti dalla girofrequenza, oppure una curva di risonanza con un massimo il cui apice dista di qualche percento dalla frequenza giromagnetica a seconda della penetrazione del campo elettromagnetico nello strato E. Inoltre l'esperienza, d'accordo con la teoria della girointerazione, ha dimostrato che è possibile passare da una curva di un tipo alla curva dell'altro tipo con il variare della frequenza dell'onda ricercata, ovvero della penetrazione dell'onda stessa nello strato E. L'esperienza non verifica la grandezza del valore dell'indice di interazione che nel caso nostro è rappresentato dai percento di modulazione impressa, misurando valori che risultano notevolmente più grandi di quelli calcolati dalla teoria della girointerazione. Allo scopo di trovare il disaccordo gli Autori hanno fatto varie ipotesi circa il punto del cielo ove potrebbe avvenire l'interazione delle onde, arrivando alla conclusione che anche adottando punti d'interazione differenti da quelli previsti dalla teoria, la grandezza sperimentale dell'indice di interazione è sempre notevolmente superiore a quello calcolato. Si è pensato allora di introdurre nella teoria valori più moderni della temperatura e della densità elettronica del bordo inferiore dello strato E, ma purtroppo il disaccordo tra teoria ed esperienza non è stato ancora spiegato. Il lungo lavoro compiuto dagli Autori per colmare il disaccordo porta alla conclusione che sono ancora insufficienti le nostre conoscenze sulla struttura elettrica e sull'assorbimento delle onde da parte dello strato E.

N. Dallaporta e G. Lanza (*Padova*). – **Sul comportamento dei mesoni nei nuclei.**

Viene fatto uno studio sul comportamento dei mesoni fino a 200 MeV in nuclei di peso atomico diverso. Si fa l'ipotesi che un mesone, dopo essere stato creato entro un nucleo compia una successione di urti con i nucleoni del nucleo: le sezioni d'urto di diffusione con e senza scambio di carica per le varie interazioni possibili, sono state ricavate in funzione delle sezioni d'urto totali per i processi

$$\pi^+ + P \rightarrow \pi^+ + P$$
$$\pi^- + P \rightarrow \pi^0 + N$$
$$\pi^- + P \rightarrow \pi^- + P$$

misurate sperimentalmente da Fermi e coll., usando il metodo del bilancio dettagliato e l'ipotesi dell'indipendenza dalla carica. Il cammino medio dei mesoni in materia nucleare è stato poi ottenuto mediando sulla sfera degli impulsi di Fermi. Per le interazioni

$$\pi^- + P \rightarrow \pi^- + P$$
$$\pi^- + P \rightarrow \pi^0 + N$$

sono state usate le sezioni d'urto differenziali date da Fermi e coll., mentre per l'interazione

$$\pi^+ + P \rightarrow \pi^+ + P$$

secondo i dati più recenti è stata assunta una sezione d'urto differenziale in cui ha larga preponderanza la diffusione all'indietro. La mancanza di dati attendibili sulla sezione di assorbimento dei mesoni ha consigliato di assumere per questa l'andamento teorico dato da Cheston, normalizzandolo con un parametro da fare variare fino ad ottenere il migliore accordo coi dati sperimentali. Nei calcoli finora eseguiti è stato assunto per il cammino di assorbimento il valore $\lambda = 10 \div 12$ cm. Sulla base di questi dati è stato iniziato un Monte Carlo con modello spaziale per i nuclei di Al, Ag e Pb. Nei casi trattati finora si è assunto come valore iniziale dell'energia dei mesoni creati 100 e 200 MeV. Dai dati preliminari ottenuti, il numero totale dei π^+ e π^-, tenendo conto una prima volta di tutti i mesoni che escono e una seconda volta solo di quelli che escono con energia maggiore di 20 MeV e con angolo θ rispetto alla direzione del nucleone incidente che crea i mesoni $45^\circ < \theta < 135^\circ$, aumenta coll'aumentare del peso atomico.

V. De Sabbata, L. Ferretti, E. Manaresi, A. Minguzzi, G. Puppi e A. Ranzi (*Bologna*). – **Interazione dei mesoni coi nuclei.**

Si riferisce sui progressi compiuti nello studio delle interazioni dei mesoni π coi nuclei nelle emulsioni fotografiche irradiate al ciclotrone di Nevis e di Chicago. 1) Lo studio, col metodo di Montecarlo, dell'assorbimento dei mesoni π^- a fine percorso da parte dei nuclei pesanti delle emulsioni fotografiche è stato completato. I risultati finali sono decisamente in favore della ipotesi che i detti mesoni π^- in seno alla materia nucleare siano assorbiti da parte di una coppia (P, N). 2) Nel corso della esplorazione delle lastre contenenti mesoni π^+ di 65 MeV sono stati riconosciuti 22 casi di scattering $\pi^+ + P$. La distribuzione angolare nel c.m. è fortemente pronunciata all'indietro in

contrasto con i risultati in camera a diffusione del gruppo di Brookhaven a 53 MeV. Una recente esperienza con contatore del gruppo di Columbia a 58 MeV conferma la nostra distribuzione che è in accordo anche con analoghe ottenute in lastre a 47 MeV dal gruppo di Seattle e a 75 MeV dal gruppo di Columbia. Uno studio sistematico della interazione dei mesoni π^+ e π^- di 62 MeV ha permesso la definizione delle varie sezioni d'urto contro nuclei, in particolare le sezioni d'urto elastico. Sono stati trovati esempi di Stops per mesoni positivi, ed uno studio sistematico è in corso sulla coppia di protoni provenienti dalla cattura in volo. I risultati vengono discussi in vista della possibilità di ricondursi alle sezioni d'urto elementari. 3) Uno studio sistematico delle interazioni dei mesoni π^+ da 30 MeV verso zero è stato iniziato onde stabilire il comportamento delle varie sezioni d'urto al decrescere dell'energia. Viene discusso il metodo e vengono presentati i primi risultati.

M. Di Corato (*Milano*). – **La disintegrazione del ^{9}Li osservata in frammenti di stelle di raggi cosmici.**

Si presentano alcuni esempi di « martelli asimmetrici » osservati in lastre nucleari e si discute la loro interpretazione come disintegrazioni di nuclei ^{9}Li (^{9}Be, $2\alpha + n$) in relazione soprattutto alla sensibilità del metodo impiegato.

A. Drigo e M. Pizzo (*Ferrara*). – **L'attrito interno dei ferromagnetici in rapporto con le variazioni di orientazione della magnetizzazione dei domini.**

È noto che nei materiali ferromagnetici l'attrito interno si può considerare legato, oltre che ai normali fattori che agiscono nei metalli non ferromagnetici, anche alla presenza della magnetizzazione spontanea e di quella indotta da eventuali campi magnetici esterni. La struttura a domini, e le modificazioni di questa struttura e della normale orientazione dei vettori magnetizzazione spontanea dei domini stessi, quali possono essere provocate dalla applicazione di campi magnetici o di tensioni elastiche, appaiono quindi direttamente responsabili dell'attrito interno legato al ferromagnetismo. Secondo Becker e Döring si distinguono tre cause di attrito interno per ferromagnetismo, e cioè: 1) correnti indotte macroscopiche; 2) correnti indotte microscopiche; 3) isteresi magnetoelastica. La diversa dipendenza delle relative perdite di energia dalla frequenza di vibrazione, dall'ampiezza degli sforzi e delle deformazioni, e dall'eventuale campo magnetico esterno, consente di analizzare separatamente il contributo che questi diversi fattori portano all'attrito interno totale. Le ricerche fatte fino ad ora non sono invero molto numerose: talune di esse, per essere state fatte 15 anni fa (Cooke, Williams, Bozorth, Brown) male si prestano ad una interpretazione secondo le moderne vedute sui domini dei ferromagnetici. Quasi tutte poi, ad eccezione di quelle di Boulanger e di Bonfiglioli, Ferro e Montalenti, sono state fatte col metodo delle vibrazioni forzate, e ad alta frequenza di vibrazione, metodo che si presta meno bene specialmente nella indagine di quella parte delle perdite di energia che è dipendente dalla ampiezza degli sforzi. Infine le ricerche dei sopracitati autori sono state fatte col metodo della torsione, la quale induce tensioni e deformazioni più difficili a tenere in conto dal punto di vista magnetoelastico. Inoltre in nessun caso è stato tentato, da parte dei precedenti ricercatori, di mettere in diretta relazione con

le deformazioni e il loro smorzamento le variazioni di magnetizzazione che le accompagnano e determinano questo ultimo. Per questo gli AA. hanno predisposto una apparecchiatura che consente di risolvere i seguenti problemi: 1) sottoporre cilindri ferromagnetici pieni o cavi (tubi) a una vibrazione longitudinale libera di frequenza molto bassa, e di ampiezza anche piccolissima; 2) registrare su carta fotografica scorrente un nitido tracciato amplificato delle vibrazioni: serve a tale scopo un dispositivo micrometrico a capacità, accoppiato ad un amplificatore e ad un oscillografo; 3) sottoporre il campione in esame, prima o durante la sua vibrazione, a campi magnetici longitudinali, trasversali, circolari, elicoidali, oppure smagnetizzarlo completamente; 4) raccogliere per induzione elettromagnetica in opportune bobine, le variazioni di flusso magnetico che accompagnano le periodiche deformazioni del campione, e tracciarne un grafico a fianco di quello che rappresenta la sua vibrazione. Per integrazione elettrica della f.e.m. indotta si può fare in modo che tale grafico dia direttamente il flusso magnetico in funzione del tempo e, quindi, dello stato di vibrazione del materiale; 5) tracciare un grafico che rappresenti direttamente sotto forma di diagramma ciclico la variazione di flusso magnetico che accompagna la vibrazione del campione. A tale scopo si applica alle placche X di un oscillografo catodico l'uscita del rivelatore delle vibrazioni meccaniche, e alle placche Y del medesimo l'uscita del circuito integratore-amplificatore della f.e.m. indotta. Se ne ottengono dei cicli simili a quelli di magnetizzazione, dove al campo è sostituita la deformazione. Attraverso i dati così raccolti, posti eventualmente in relazione col particolare punto della curva di magnetizzazione in cui si opera quando il campo magnetico è diverso da zero, è possibile non solo mettere in diretto rapporto variazioni di magnetizzazione e smorzamento, ma anche analizzare natura ed entità dei processi elementari coi quali i singoli domini contribuiscono all'attrito interno. Tra i risultati sino ad ora ottenuti vanno ricordati i seguenti: 1) Il decremento delle oscillazioni longitudinali per campioni smagnetizzati varia con l'ampiezza di vibrazione, presentando un massimo per una determinata ampiezza. Il decremento resta assai più piccolo, e indipendente dalla ampiezza, se il materiale è magnetizzato a saturazione nello stesso senso in cui si verifica la vibrazione (longitudinale). 2) La curva che rappresenta in funzione dell'ampiezza l'assorbimento di energia per ogni singola oscillazione completa dovuto al solo ferromagnetismo inizia con una parte proporzionale al cubo della deformazione; mostra poi una ascesa praticamente lineare e infine una spiccata tendenza alla saturazione quando si supera un certo valore dell'ampiezza. In modo analogo il rilievo dei processi di magnetizzazione per tutto il tempo in cui dura l'oscillazione smorzata mostra che le variazioni di magnetizzazione legate a fenomeni magnetoelastici sono costanti per le grandi ampiezze, cominciano a crescere quando l'ampiezza scende sotto un certo valore e, passando per un massimo, decrescono infine rapidamente col tendere a zero dell'ampiezza. 3) L'esame dei processi magnetici elementari che accompagnano la vibrazione longitudinale mostra che si tratta di spostamenti del muro di Bloch che il campo magnetico rende sempre più difficili, cioè più limitati, quanto più intenso è il campo applicato: questo perchè i campi più intensi finiscono per deviare dalla normale giacitura la magnetizzazione dei singoli domini. 4) L'applicazione di un debole campo magnetico trasversale anzichè longitudinale fa crescere (e non diminuire) il decremento delle oscillazioni longitudinali, perchè rende più ampie le variazioni di magnetizzazione di origine magnetoelastica. 5) La perdita di energia per ogni oscillazione completa di una determinata ampiezza, costante, sembra avere andamenti diversi a seconda che si tratta di grandi o piccole ampiezze. Alle grandi ampiezze appare una funzione continuamente crescente del campo e della magnetizzazione, alle più piccole risulta invece crescente nei piccoli campi e poi decrescente nei più grandi, per annullarsi quando è raggiunta la saturazione magnetica.

Questo ultimo risultato si raccorda a quello trovato recentemente da KUNITOMY, e da lui esclusivamente attribuito a microcorrenti indotte da processi di rotazione della magnetizzazione spontanea.

E. FERRARI. Vedi pag. 117.

L. FERRETTI. Vedi pag. 137.

A. FERRO. Vedi pag. 121.

I. FILOSOFO (*Padova*). – **Eccesso positivo dei mesoni di alta energia.**

È stato realizzato un dispositivo sperimentale per misure differenziali di eccesso positivo dei mesoni ad alte energie. La discriminazione dei mesoni dei due segni è ottenuta mediante nuclei di ferro magnetizzato e le misure a differenti energie vengono effettuate operando sotto diversi spessori di roccia. Vengono comunicati i risultati ottenuti in una prima serie di misure relative alle energie di 3,2, 5,5, 9,5 GeV e viene discusso l'accordo di questi risultati con quelli ottenuti in differenti condizioni sperimentali da Owen e Wilson. Si accenna alla possibilità di ottenere dai dati sperimentali sull'eccesso positivo, delle informazioni sullo spettro primario e sulla moltiplicità di produzione dei mesoni. Vengono infine illustrate le modifiche apportate al dispositivo e si danno i risultati preliminari ottenuti all'energia di circa 22 GeV.

C. FRANZINETTI. Vedi pag. 129.

F. G. FUMI Vedi pag. 113, 126.

F. G. FUMI (*Milano*) e R. G. PARR (*Pittsburgh*) (*). – **Livelli elettronici della molecola di ossigeno.**

Il metodo degli orbitali molecolari antisimmetrizzati [1], completato con l'introduzione dell'interazione fra configurazioni [2], ha ricevuto di recente due importanti perfezionamenti. MOFFITT [3] e PARISER [4] hanno notato indipendentemente che la causa principale di errore nei risultati forniti dal metodo è l'imprecisione delle funzioni d'onda per i prodotti di dissociazione dei vari stati molecolari ed hanno fornito due metodi per correggere questi errori. Contemporaneamente PARR [5] ha introdotto

(*) Carnegie Institute of Technology, Pittsburgh, Stati Uniti.
(1) M. GOEPPERT-MAYER e A. L. SKLAR: *J. Chem. Phys.*, **6**, 645 (1938).
(2) D. P. CRAIG: *Proc. Roy, Soc.*, **200**, 474 (1950).
(3) W. MOFFITT: *Proc. Roy. Soc.*, **210**, 224, 245 (1951).
(4) R. PARISER: *J. Chem. Phys.* **21**, 568 (1953).
(5) R. G. PARR: *J. Chem. Phys.*, **20**, 1499 (1952).

una notevole semplificazione nell'algebra del metodo attraverso l'ipotesi del ricoprimento differenziale nullo. La disponibilità di una formulazione del metodo degli orbitali molecolari, maneggevole e rigorosa, come quella di PARISER e PARR [6], ci ha suggerito di affrontare lo studio delle molecole biatomiche per cui esistono molti dati sperimentali precisi e che sono state assai poco studiate teoricamente. Abbiamo perciò sviluppato uno schema per il calcolo dei livelli elettronici delle molecole biatomiche che utilizza gli elementi essenziali del metodo di Pariser e Parr. La prima applicazione di questo schema alla molecola di ossigeno ha incontrato pieno successo, come già l'analogo calcolo eseguito da MOFFITT [3] utilizzando un metodo assai più laborioso. La spettroscopia molecolare [7] attribuiva da tempo gli stati $^3\Sigma_g^-$ $^1\Delta_g$ e $^1\Sigma_g^-$ dell'O_2 alla configurazione $[(KK)(\sigma_g 2s)^2(\sigma_u 2s)^2(\sigma_g 2p)^2](\pi_u 2p)^4(\pi_g 2p)^2$ e gli stati $^3\Sigma_u^-$ e $^3\Sigma_u^-$ [8] alla configurazione $[(KK)(\sigma_g 2s)^2(\sigma_u 2s)^2(\sigma_g 2p)^2](\pi_u 2p)^3(\pi_g 2p)^3$. Perciò è apparso naturale basare una trattazione quantitativa di questi stati, e degli stati $^1\Sigma_u^-$, $^3\Delta_u$ $^1\Delta_u$ e $^1\Sigma_u^+$

TABELLA I. – *Energie di eccitazione elettronica nell'*O_2 (eV) *a*).

		Distanza internucleare (Å) *b*)				
		1,163	1,279	1,396	1,512	1,628
$^1\Delta_g$	calcolata	0,98	0,86	0,72	0,59	0,48
	osservata	1,01	0,94	0,84	0,73	0 62
$^1\Sigma_g^+$	calcolata	1,90	1,61	1,30	1,04	0,83
	osservata	1,70	1,55	1,37	1,17	0,97
$^1\Sigma_u^-$	calcolata	10,39	5,85	3,80	2,75	2,09
	osservata	—	—	—	—	—
$^3\Delta_u$	calcolata	10,59	5,98	3,90	2,81	2,14
	osservata	—	—	—	—	—
$^3\Sigma_u^+$	calcolata	10,78	6,12	3,99	2,88	2,18
	osservata	10,78	6,12	3,99	2,88	2,18
$^3\Sigma_u^-$	calcolata	11,14	7,37	6,01	5,57	5,46
	osservata	11,26	7,94	5,91	4,65	3,83
$^1\Delta_u$	calcolata	13,16	9,84	7,81	6,55	5,73
	osservata	—	—	—	—	—
$^1\Sigma_u^+$	calcolata	15,06	11,74	9,71	8,45	7,63
	osservata	—	—	—	—	—

a) Le energie di eccitazione sono riferite allo stato fondamentale $^3\Sigma_g^-$.
b) La distanza internucleare di equilibrio per lo stato fondamentale è 1.208 Å.

---

(6) R. PARISER e R. G. PARR: *J. Chem. Phys.*, **21**, 466 (1953).
(7) G. HERZBERG: *Spectra of Diatomic Molecules* (New York, 1950), pag. 345-346, 559-560.
(8) G. HERZBERG: *Can. J. Phys.*, **30**, 185 (1952).

che originano del pari dalla configurazione $(\pi_u 2p)^3(\pi_g 2p)^3$, sull'approssimazione degli elettroni π, consentendo soltanto l'interazione fra le configurazioni $[(KK)(\sigma_g 2s)^2(\sigma_u 2s)^2 \cdot (\sigma_g 2p)^2](\pi_u 2p)^4(\pi_g 2p)^2$ e $[(KK)(\sigma_g 2s)^2(\sigma_u 2s)^2(\sigma_g 2p)^2](\pi_u 2p)^2(\pi_g 2p)^4$. Nello sviluppare in termini di integrali su orbitali atomici le formule d'energia di questi stati, scritte con la consueta hamiltoniana delle teorie ad elettroni singoli in funzione di integrali su orbitali molecolari, utilizziamo la solita approssimazione LCAO, introducendo l'ipotesi del ricoprimento differenziale nullo ([5]): nelle formule d'energia finali figurano così solo quattro integrali di repulsione elettronica, oltre a due integrali di « core ». Grazie alla ipotesi di ricoprimento differenziale nullo, uno di questi ultimi integrali non figura poi nelle energie di eccitazione elettronica, e quindi possiamo ragionevolmente considerare l'altro come unico parametro empirico del calcolo, eliminando così completamente il problema di trattare teoricamente il nocciolo molecolare (« core ») in cui si muovono i sei elettroni π dell'O_2: Fra i quattro integrali di repulsione elettronica, due sono integrali atomici e vengono valutati, seguendo PARISER ([4]), mediante una analisi degli stati di valenza dell'O, O^+ ed O^- di interesse per gli stati dell'O_2 considerati, analisi che eseguiamo col metodo di MULLIKEN ([9]). Per gli altri due integrali di repulsione elettronica di tipo molecolare adottiamo i valori calcolati da KOPINECK ([10]) con orbitali $2p\pi$ di Slater. I risultati del nostro calcolo sono riportati in Tab. I, dalla quale appare chiaro l'accordo con l'esperienza per gli stati osservati. I primi dati sperimentali sugli stati $^1\Sigma_u^-$ e $^3\Delta_u$ sono stati pubblicati soltanto recentemente da HERZBERG ([11]), che era a conoscenza dei nostri calcoli non pubblicati, ed ha rilevato l'ottimo accordo fra risultati sperimentali e previsioni teoriche, utilizzando anzi questo accordo per confermare la natura $^3\Delta_u$ di uno degli stati in istudio.

([9]) R. S. MULLIKEN: *J. Chem. Phys.*, **2**, 782 (1934).
([10]) H. J. KOPINECK: *Zeits. f. Naturforschung*, **5***a*, 420 (1950).
([11]) G. HERZBERG: *Can. J. Phys.*, **31**, 657 (1953).

G. GALLO. Vedi pag. 127.

E. GATTI (*Milano*). – **Discriminatore d'ampiezza d'impulsi a molti canali.**

Viene descritto un discriminatore di ampiezza a molti canali e con piccolo tempo di insensibilità (3μs) basato su un nuovo principio che elimina la difficoltà del mantenimento di una costante e stabile larghezza dei canali e contemporaneamente assicura l'eguale larghezza di tutti i canali. Lo strumento comprende una parte generale avente lo scopo di « formare » opportunamente l'impulso da classificare, ed un numero n di circuiti elementari assai semplici pari al numero di canali desiderato. La parte generale, a mezzo circuiti allungatori e di blocco, trasforma dapprima l'impulso in arrivo in un impulso rettangolare, di pari ampiezza, ma di durata costante (2μs), avente la parte superiore piana con deviazioni dalla forma ideale minori dell'1 su 10^4. Successivamente, dopo 1μs dall'inizio di detto impulso, viene ad esso sommato un impulso calibrato generato all'interno dell'apparecchiatura avente forma rettangolare e durata pari a 1μs: il fronte di salita dell'impulso calibrato, sommandosi a quello in misura, viene a formare un gradino sulla parte piana di quest'ultimo: l'impulso così ottenuto è passato a tutti i circuiti identici che corrispondono al numero dei canali. Questi circuiti sono semplicemente dei discriminatori a soglia, seguiti ciascuno da un circuito di coincidenza che determina all'uscita un impulso solamente quando il discri-

minatore a soglia sia scattato nell'istante in cui ad esso viene presentato il gradino corrispondente all'aggiunta dell'impulso calibrato. La tensione di scatto del circuito a soglia determina così semplicemente la posizione del canale, mentre la larghezza di questo dipende dall'ampiezza dell'impulso calibrato. Opportuni circuiti, predisposti nella parte generale dell'apparecchiatura, impediscono ad un eventuale ulteriore impulso di interferire con quello che lo strumento sta classificando. La variazione nel tempo della larghezza dei canali è risultata inferiore alla precisione delle misure effettuate ed è certo non superiore al 5 per mille, per ampiezza di canali di 0,5 volt.

E. Germagnoli, A. Malvicini e L. Zappa (*Milano*). – **Le radiazioni emesse da ^{60}Co, ^{56}Mn, ^{187}W, ^{128}I, ^{104}Rn.**

Un metodo di coincidenza fra due contatori a scintillazione è stato messo a punto e usato per lo studio di radiazioni γ emesse in cascata nel decadimento di nuclei radioattivi. La disposizione sperimentale comprende due spettrometri a un cristallo (fototubi RCA 5819 e cristalli di NaI-Tl); la sorgente in istudio è collocata tra i due rivelatori, a pochi millimetri di distanza da entrambi. Lo spettro dei γ emessi da un radioisotopo, come dato da uno dei due spettrometri, viene esaminato a scopo orientativo per mezzo di un analizzatore a 99 canali; successivamente gli impulsi dovuti ad effetto fotoelettrico nel cristallo da parte dei γ appartenenti ad una riga, vengono isolati dallo spettro per mezzo di un sistema di due discriminatori a soglia e usati per comandare un circuito di coincidenza. Dallo spettro fornito dal secondo spettrometro vengono in tal modo selezionati gli impulsi che sono dovuti a raggi γ emessi in cascata con la riga che comanda il sistema di coincidenza e lo spettro di detti impulsi viene pure esaminato con l'analizzatore a 99 canali. Se questo procedimento è ripetuto con tutte le righe di uno spettro, i γ in cascata emessi dall'isotopo esaminato vengono chiaramente individuati e ciò è di grande utilità nella costruzione e nella verifica di schemi di decadimento. Il noto spettro emesso dal ^{60}Co è stato esaminato allo scopo di mettere a punto l'apparecchiatura sperimentale e gli schemi di decadimento del ^{56}Mn e del ^{187}W sono stati studiati con questo metodo. Uno spettrometro a un solo cristallo è stato usato per lo studio dei raggi emessi dallo ^{128}I e dal ^{104}Rh. Nel primo caso viene emessa una sola riga, la cui energia è risultata essere 0,437 MeV (mediante taratura dello spettrometro con righe di energia ben nota); tale risultato è interessante perchè permette di ricavare con buona precisione l'energia massima di un debole gruppo di β^- emessi dallo ^{128}I. Nell'esame delle radiazioni emesse dal Rh si è tentata la misura del coefficiente di conversione interna della riga da 0,051 MeV e il risultato ottenuto ha suggerito conclusioni che non concordano con lo schema di decadimento finora noto di detto isotopo, mentre sono in accordo con risultati recenti di Cork e collaboratori.

A. Giacomini. Vedi pag. 113.

A. Giacomini e G. Poiani (*Trieste*). – **Alcune esperienze su trasduttori accordati nel campo ultrasonoro.**

Generalmente i microfoni destinati a rivelare onde di frequenza acustica vengono progettati ponendosi come meta ideale la sensibilità costante per le varie frequenze.

Ma nel caso della rivelazione di segnali ultrasonori di unica frequenza, come ad es. nella tecnica delle segnalazioni subacquee, può avere invece maggiore interesse ottenere la massima sensibilità per quella frequenza, rinunciando all'uniformità della risposta. Avendo presente questo secondo tipo di caratteristiche si è voluto sperimentare un microfono molto selettivo e destinato a rivelare, *nell'aria*, segnali ultrasonori aventi frequenza compresa fra 10 kHz e 50 kHz circa. L'elemento convertitore di energia meccanica in energia elettrica è costituito da una piastrina di ceramica al titanato di bario che normalmente risuona su 1 MHz, a cui sono associate, mediante opportuno mastice, due sbarre di alluminio di 200 mm di lunghezza. Il sistema così costituito risuona su una frequenza fondamentale di 6,35 kHz e su tutte le armoniche dispari della stessa frequenza. Si sono eseguite misure di sensibilità, in campo libero, per onde piane, incidenti normalmente alla faccia terminale del microfono ottenendo per la frequenza fondamentale, valori dell'ordine di 80 mV (dN/m^2). Si sono studiate altresì le caratteristiche direzionali del microfono di cui sopra a varie frequenze. Il sistema risuonante può essere usato anche come sorgente di ultrasuoni e l'esperienza ha mostrato come esso si presti ad irradiare potenze notevoli.

A. Gigli. Vedi pag. 111.

L. Giulotto. Vedi pag. 126, 131, 132.

A. Gozzini. Vedi pag. 114.

M. Grilli, B. Vitale (*Padova*) e M. Ladu (*Cagliari*). – **Tracce di rinculo nelle stelle di disintegrazione nucleare prodotte da protoni accelerati in ciclotrone a differenti energie.**

L'analisi già compiuta sulle tracce di rinculo in stelle di disintegrazione nucleare prodotte dalla radiazione cosmica in lastre nucleari, e delle distribuzioni degli angoli (ϑ-ϑ_r) tra rami e rinculi, è stata estesa a stelle generate da protoni, accelerati in ciclotrone, di 130, 240 e 450 MeV. I primi dati sperimentali ottenuti permettono di dare, in modo solo indicativo, le distribuzioni in lunghezza ed angolari dei rinculi, le distribuzioni in (ϑ-ϑ_r), le percentuali di stelle con e senza rinculo visibile. Alcune delle lastre, opportunamente sottosviluppate, hanno dato alcune indicazioni sul comportamento delle particelle α e dei protoni rispetto al rinculo.

E. Grossetti (*Napoli*). – **Misura del coefficiente di assorbimento degli ultrasuoni nei liquidi col metodo termico.**

Pharthasarathy e collaboratori hanno suggerito ed attuato un metodo calorimetrico per la misura del coefficiente d'assorbimento degli ultrasuoni nei liquidi. Con alcune modifiche nel dispositivo sperimentale ora proposto si è proceduto alla determinazione di tale coefficiente in alcuni liquidi (glicerina, alcool amilico, olio di vaselina) relativamente alla frequenza di 1,8 MHz e per l'acqua relativamente alle frequenze di 1,8, 4,2, 7,8, 11,4 MHz. Per i primi tre liquidi i valori si mantengono supe-

riori a quelli teorici, come è stato ottenuto anche con gli altri metodi; per l'acqua i valori sperimentali, pur essendo superiori ma in misura minore rispetto agli altri sperimentatori, presentano una variazione al variare della frequenza.

P. GULMANELLI (*Milano*). – **Su un teorema nelle teorie dei campi non locali.**

Viene applicato ad una teoria a interazione non locale il formalismo di Peierls che definisce le parentesi di Poisson in modo invariante, per mostrare che le parentesi di Poisson dei campi incidenti ed emergenti (definiti secondo il metodo di Yang-Feldman) sono uguali a quelle dei campi liberi.

R. JANCEL. Vedi pag. 145.

T. KAHAN et R. JANCEL (*Paris*). – **Théorie magnéto-ionique des gaz ionisés en présence de champs électrique et magnétique superposés** [1].

L'objet de la présente conférence est la théorie magnéto-ionique de milieux gazeux non uniformes légèrement ionisés, fondée non pas sur les méthodes approchées s'appuyant sur la notion du libre parcours moyen, mais sur l'équation intégro-différentielle de Boltzmann. En effet, la méthode du libre parcours moyen revient à calculer le déplacement subi par l'électron sous l'influence du champ, durant deux chocs successifs, et d'une manière générale on suppose l'intensité du champ faible. En outre, on effectue les calculs en admettant d'abord que les électrons ont tous la même vitesse, puis on prend la valeur moyenne avec une fonction de répartition. En raison de sa nature même, cette méthode du libre parcours présente l'inconvénient de ne s'appliquer qu'à des champs faibles, sans qu'il soit possible de préciser la validité et l'ordre de grandeur des approximations mises en jeu. Aussi nos recherches sont-elles axées sur l'équation de Boltzmann pour calculer le fonctions de distribution dans un gaz ionisé non uniforme. Nous avons obtenu de la sorte des expressions explicites pour la conductivité magnéto-ionique en présence d'un champ électrique oscillant et d'un champ magnétique constant, pour le tenseur de conductivité, pour le tenseur diélectrique, pour l'effet Hall, pour la déviation d'un faisceau électronique et pour une généralisation de la formule de mobilité de Langevin. Discussion et comparaison avec d'autres méthodes de calcul.

---

(1) R. JANCEL et T. KAHAN: *Compt. Rend. Accad. Sc. Paris*, **236**, 788 (1953); **236**, 1478 (1953); **236**, 2015 (1953); *Journ. Phys. et le Rad.*, **14**, 533 (1953).

A. KIND e G. PATERGNANI (*Padova*). – **Modello a particelle indipendenti ed eccitazione del nucleo pesante.**

La versione classica del modello a particelle indipendenti colla quale i nucleoni vengono considerati come perfettamente localizzabili in coordinate spaziali e di impulso viene usata nella descrizione del processo di eccitazione dei nuclei pesanti nelle reazioni di alta energia (nelle quali si possa ancora fare astrazione dalla produzione di mesoni). L'energia di eccitazione che rimane al nucleo una volta che esso sia stato attraversato dalla cascata nucleonica originata dalla particella incidente dipende dal coefficiente

di trasmissione dei nucleoni alla superficie del nucleo. Secondo il modello usato, questo coefficiente è funzione dell'angolo di incidenza dei nucleoni su detta superficie. Il valore che si deduce in questo modo per l'energia di eccitazione è sensibilmente più alto di quello che si ottiene col modello « tagliato », col quale si trascura la dipendenza del coefficiente di trasmissione dall'angolo di incidenza, e, nel particolare caso studiato in cui la reazione è prodotta da protoni di 400 MeV, pare si innesti in modo particolarmente coerente nell'immagine globale dell'intero processo. Il cammino libero medio dei nucleoni nel nucleo dipende dalla temperatura T della materia nucleare. Risulta che, mentre per $T < 7\text{-}8$ MeV l'energia di eccitazione non può che essere uniformemente distribuita a tutto il nucleo e quindi l'emissione che ne deriva può soltanto essere isotropa, per $T > 7\text{-}8$ MeV possono apparire nel nucleo zone particolarmente eccitate e l'emissione risultante può essere anisotropa. Si prevede che questo effetto accentui la collimazione in avanti dei rami neri e, sempre nel particolare caso considerato, pare che questo fatto sia confermato dall'esperienza. Si prevede infine un accentuarsi nella formazione di sottostrutture in seno al nucleo col crescere della temperatura ed una conseguente alta percentuale di frammenti pesanti e particelle α nell'emissione proveniente dalle zone più eccitate. Anche questo fatto pare in accordo coi dati sperimentali finora a disposizione.

M. Ladu. Vedi pag. 144.

G. Lanza. Vedi pag. 137.

G. Lanzi. Vedi pag. 132.

G. Latmiral (*Napoli*). – **Rivestimenti assorbenti per microonde.**

L'analogia esistente tra l'equazione dell'onda elettromagnetica piana e quella della propagazione lungo le linee consente di estendere alle onde piane i concetti d'impedenza caratteristica e di costante di propagazione e di risolvere molto rapidamente i problemi della riflessione per incidenza normale e della propagazione attraverso lastre piane. L'unica differenza formale tra onde piane e guidate è che nella prima mancano gli effetti dispersivi dovuti alla resistenza serie dei conduttori che, nel caso delle linee, guidano l'onda attraverso il dielettrico. Da questa differenza consegue che, mentre è relativamente agevole far si che l'impedenza caratteristica di una linea risulti resistiva e di valore costante per qualsiasi frequenza, bastando curare che sia soddisfatta la condizione di Heaviside ($L/C = R/G$), non è altrettanto facile far sì che un rivestimento assorbente sia perfettamente « nero » nel caso di validità delle equazioni di Maxwell. Occorre a tal fine che il rivestimento abbia permeabilità magnetica e costante dielettrica ambedue complesse e tali che il rapporto tra i coefficienti delle parti reali ed immaginarie risulti costante al variare della frequenza e pari alla resistenza caratteristica dello spazio vuoto. Più agevole è la realizzazione di rivestimenti assorbenti selettivi; un favorevole compromesso fra le opposte esigenze del piccolo spessore e della non selettività può ottenersi mediante una particolare disposizione, comprendente uno strato assorbente ed uno strato adattatore-rifasatore ad esso anteposto, di cui si propone l'uso illustrandolo con alcuni esempi. Si ritiene che questa disposizione possa presentare qualche interesse nel campo delle contromisure radar e per altre possibili applicazioni, quali l'eventuale costruzione di reticoli per microonde.

B. LEONTIC e A. W. WOLFENDALE (*Manchester*). – **The large angle scattering of μ-mesons.**

A multiplate cloud chamber containing 6,2 cm lead plates, has been operated under a 1 metre lead filter at sea level. The scattering of μ-mesons in the lead plates has been examined. A statistical analysis has shown the existence of a component of scattering in excess of that expected for Coulomb scattering from a « solid » nucleus. The results can be accounted for quantitatively by assuming that the lead nucleus behaves as though its electrostatic charge were concentrated at its centre. The results are compared with those of other workers.

F. A. LEVI (*Perugia*). – **Sulla deposizione elettrolitica del rame in presenza di ultrasuoni** (*).

In un precedente lavoro è stata messa in evidenza l'azione degli ultrasuoni sulla deposizione elettrolitica di grossi cristalli di argento; l'indagine è ora estesa agli aggregati cristallini compatti, mediante lo studio della deposizione elettrolitica del rame, in forma di lastra piana, ottenuta in presenza di onde ultracustiche. L'apparecchio costruito a questo scopo permette la deposizione su di un catodo rotante costituito da una sottile lamina di argento tagliata in forma di corona circolare; tale lamina è parte del fondo di un rotore cilindrico entro il quale vengono generati gli ultrasuoni, a mezzo di un trasduttore ceramico (titanato di bario; diametro circa nove centimetri). Le onde, trasmesse in olio di ricino, attraversano un settore del catodo, mentre un altro settore uguale, schermato opportunamente, serve per ottenere un campione di controllo. La temperatura del bagno, all'esterno del rotore, e quella dell'olio al suo interno, sono regolate a mezzo di scambiatori di calore a serpentino. L'intensità degli ultrasuoni nel bagno elettrolitico può essere valutata facendo uso di un piccolo trasduttore ceramico. Mediante l'apparecchiatura descritta, vennero ottenuti numerosi campioni in condizioni diverse di temperatura, densità di corrente ed intensità degli ultrasuoni e su di essi furono fatte alcune osservazioni. 1) L'esame macroscopico dei depositi rivela, in molti casi, considerevoli differenze tra i due settori della lastra, la più notevole delle quali è la formazione di « fori » o cavità circolari (diametro fino a due decimi di millimetro circa) presenti esclusivamente dal lato trattato con ultrasuoni. 2) Le misure delle proprietà elastiche ed anelastiche, eseguite con un metodo dinamico di notevole sensibilità e precisione su dischetti del materiale in esame, non hanno dato sin ora risultati attendibili, a causa delle lacune presentate dai campioni ottenuti in presenza di ultrasuoni. 3) Le prove di resistenza a trazione, che incontrano le stesse difficoltà, hanno dato qualche risultato, da cui sembra di poter concludere a favore di una maggiore resistenza e di un maggiore allungamento a rottura del campione trattato con ultrasuoni, quando si riesca ad evitarne le lacune. 4) L'esame microscopico di sezioni lucide sembra permetta di concludere che le deposizioni con ultrasuoni sono più compatte e talvolta più regolari e uniformi nella crescita dei cristalli, mentre le inclusioni di gas spesso presenti tendono a concentrarsi in punti determinati, in corrispondenza dei quali si formerebbero i fori. Non è stata invece messa in evidenza in generale una modificazione

(*) Il presente lavoro è stato eseguito, per la maggior parte, presso la Divisione di Fisica del National Physical Laboratory in Teddington (Inghilterra).

nelle dimensioni dei grani degli aggregati. 5) Campioni sottoposti a ricottura mostrano alterazioni superficiali che sembrano confermare la tendenza degli ultrasuoni a ridurre la quantità dei gas inclusi distribuiti nella massa.

A. Lovati, A. Mura e C. Succi (*Milano*). – **Sulla componente elettronica prodotta dal mesone μ.**

La componente elettronica prodotta dal mesone μ è stata studiata su circa 5000 fotogrammi ottenuti nel Laboratorio di Verbania, sotto 25 m di roccia, con una camera di Wilson contenente molte lastre di piombo, L'energia media dei mesoni μ incidenti era di circa 15 GeV. Nel campo delle *basse e medie energie* sono state determinate le frequenze degli elettroni secondari nel gas della camera (argon) e nelle lastre di piombo in essa contenute, nonchè la distribuzione angolare degli elettroni. Nel campo delle *alte energie* si è preso in considerazione il trasferimento di quantità di energie superiori ad 1 GeV per sviluppo di componente elettronica dal piombo. Si è trovato che tale trasferimento di energia è compatibile con quello che si può prevedere teoricamente in base alle sezioni di produzione per i processi di knock-on, bremsstrahlung e creazione diretta di coppie. Nel campo delle *altissime energie* si sono osservati casi di trasferimento di energie superiori ai 100 GeV. Questi eventi vengono discussi in relazione ai risultati ottenuti sottoterra con camere di ionizzazione.

A. Lovati e C. Succi (*Milano*). – **Una camera a diffusione con campo magnetico per fisica nucleare.**

Vengono descritte una camera a nebbia continuamente sensibile del tipo a diffusione dotata di campo magnetico e le apparecchiature ausiliarie per la ripresa automatica delle fotografie di tracce comandate. In questa camera il fondo viene mantenuto alla temperatura di -45 °C mediante un evaporatore a Freon 22, azionato da un compressore industriale della potenza di 2 kW, capace di assorbire circa 3000 kcal/ora. Un sistema di bobine di Helmoltz, raffreddato con circolazione di acqua, permette di produrre nella zona sensibile della camera un campo magnetico costante di circa 1000 gauss. Le migliori condizioni di funzionamento della camera sono state ricercate usando alcool metilico, propilico ed etilico puri e miscele acquose di questi alcoli diffondenti in diversi gas.

M. Lozzi. Vedi pag. 136.

A. Malvicini. Vedi pag. 143.

E. Manaresi. Vedi pag. 137.

A. Manfredini. Vedi pag. 129.

G. Martelli. Vedi pag. 118, 119.

G. MARTELLI e G. RINALDI (*Pisa*). – **Variazioni diurne della componente di media energia della radiazione cosmica.**

Due telescopi di contatori, protetti da opportune anticoincidenze, inclinati di 80° rispetto alla verticale, e situati nell'interrato dell'Istituto di Fisica dell'Università di Pisa, orientati uno verso Est e l'altro verso Ovest, hanno per un anno registrato la frequenza delle particelle di energia media di 10^{12} eV. Tale misura è stata istituita, in connessione con un'altra intesa a misurare variazioni diurne negli sciami generati da particelle primarie di energia più elevata della radiazione primaria che sembra presentare una anisotropia. Le misure, analizzate secondo il tempo sidereo e il tempo solare, non sembrano mostrare alcuna rilevante variazione diurna. Si discute tale risultato, in rapporto a misure fatte da altri autori e riguardo ai calcoli fatti dal DWIGHT (1951) e altri autori, in cui si pone una relazione fra un'eventuale anisotropia della radiazione primaria, il momento magnetico di dipolo del Sole ed eventuali meccanismi di accelerazione della radiazione stessa.

G. MAYR (*Milano*). – **Contributo alla radioanalisi mediante le emulsioni nucleari.**

L'analisi per attivazione è un ramo della radioanalisi che diede e dà ottimi risultati, ma richiede che l'elemento da determinare abbia isotopi attivi e che questi abbiano una vita media non troppo breve, compatibile col tempo necessario per portare il campione in esame dalla sorgente attivante allo strumento di misura. Fu studiata la possibilità di estendere i vantaggi di questo metodo anche ai casi in cui si vogliano studiare elementi il cui radioisotopo ottenuto ha il periodo comunque breve o addirittura anche elementi privi di radioisotopi purchè, esposti alla radiazione attivante, dian luogo ad una reazione nucleare registrabile in emulsioni. Il procedimento ideato a questo scopo consiste nell'esporre alla radiazione attivante l'esemplare in esame unitamente ad una emulsione nucleare opportunamente scelta nella quale si possono poi osservare le tracce prodotte dalla radiazione ottenuta (o perchè emessa dal radioisotopo o perchè prodotta direttamente nella reazione nucleare). Il metodo fu prima applicato al boro facendone la determinazione in base alla reazione (n-α). Per questo scopo ogni esemplare in esame, contenente tracce di boro, venne esposto, unitamente ad una lastra Eastman Kodak NTA ad un flusso di neutroni termici. Il risultato di diverse prove, fatte su preparazioni istologiche di topi iniettati di acido borico 5% (preparato con ^{10}B) è che può ritenersi possibile lo studio del metabolismo di tale elemento mediante questo metodo. Allo scopo di poter fare determinazioni quantitative precise il più possibile, venne studiata la preparazione di campioni tarati atti a dare risultati confrontabili con quelli dati dagli esemplari in esame. Il risultato di questa serie di esperienze è che è possibile determinare con tale metodo il quantitativo di acido borico presente in un esemplare con un errore variabile fra l'1,65 e il 3%. In seguito l'applicazione del metodo fu anche tentata nei riguardi dell'emissione β; precisamente fu considerato lo ^{127}I che esposto a neutroni termici dà ^{128}I i cui β venivano esaminati su lastre Eastman Kodak NTB. Il risultato è che, a motivo, sia dell'effetto di fondo rilevante, sia del piccolo numero di tracce osservate, l'errore è grande. Se il metodo è usato per autoradiografia (come può occorrere nello studio dello iodio nella tiroide), è utile considerare l'applicazione del suddetto modo di procedere a osservazioni fatte per via densitometrica. Però anche l'osservazione fondata sul conteggio di β può lasciar sperare in un prossimo futuro risultati soddisfacenti, in base al continuo progresso della tecnica delle emulsioni — pro-

gresso dovuto in gran parte a fisici italiani — ai quali deve essere rivolto un pensiero di ringraziamento. In ultimo, un quarto punto, è una ricerca di carattere un po' diverso delle precedenti, cioè la possibilità di determinare la percentuale di ^{33}P presente nel radiofosforo di non recente preparazione, mediante il conteggio degli estremi delle tracce β in una emulsione dello spessore di 200 μ e confronto di questo con quello corrispondente ad esemplari di eguale attività ma di ^{32}P puro, salvo previe determinazioni inerenti al ^{33}P solo ed all'effetto di autoassorbimento.

C. Milone (*Catania*). – **Sulla dipendenza del rapporto fotoni/elettroni negli sciami estesi di raggi cosmici dalla densità media degli sciami selezionati.**

In un precedente lavoro sugli elettroni e fotoni negli sciami estesi (*Nuovo Cimento*, **10**, 1126 (1953)) prendendo in considerazione sciami con una determinata densità media di particelle ($\Delta \simeq 3$ particelle/m^2) si è giunti fra l'altro alle seguenti conclusioni: 1) il rapporto fotoni/elettroni è circa $= 1$; 2) la probabilità P_e di trovare sotto uno schermo di piombo almeno un elettrone quando sul piombo giunge un elettrone dello sciame non differisce molto dalla probabilità P_{el} calcolata da Arley; 3) la probabilità P_f di trovare sotto uno schermo di piombo almeno un elettrone quando sul piombo giunge un fotone dello sciame non differisce molto dalla probabilità P_{ph} calcolata da Arley. In questo lavoro si vuole determinare come varia il rapporto fotoni/elettroni (f/e) col variare della densità media dello sciame. Tenendo presente che le funzioni P_{el} e P_{ph} non variano molto col variare della forma dello spettro degli elettroni e dei fotoni incidenti riteniamo di potere estendere in prima approssimazione a sciami con diversa densità media i risultati 2) e 3). In tal caso il rapporto fotoni/elettroni può ricavarsi in modo piuttosto semplice nei modi seguenti:

a) selezionando gli sciami mediante le coincidenze n-ple fra n gruppi di contatori se $f(0)$ è la frequenza delle coincidenze ottenute senza schermo ed $f(s)$ quella ottenuta quando su ciascun gruppo di contatori è posto uno schermo di spessore s si ha

$$\frac{f(s)}{f(0)} = \left(P_{el} + \frac{f}{e} P_{ph}\right)^{\gamma},$$

in cui γ è l'esponente nello spettro integrale di densità $\nu(>\Delta) = K\Delta^{-\gamma}$. I risultati finora ottenuti con tale metodo, selezionando gli sciami mediante le coincidenze triple fra tre gruppi di contatori di superficie S disposti ai vertici di un triangolo di circa tre metri di lato e schermati con strati di piombo con spessore s variabile fra 0 e 15 mm sono: $(f/e) = 0{,}96 \pm 0{,}16$ per $S = 240$ cm^2 ed $(f/e) = 0{,}65 \pm 0{,}07$ per $S = 2\,000$ cm^2. Questi risultati si riferiscono in particolare al valore $s = 6$ mm intorno al quale valore le curve di transizione presentano un massimo.

b) Se f_n rappresenta la frequenza delle coincidenze n-ple fra n gruppi di contatori non schermati di superficie S, destinati a selezionare gli sciami ed $f_{n+1}(s)$ è la frequenza delle coincidenze fra i detti gruppi ed un ulteriore gruppo su cui è posto uno strato di piombo di spessore s, il rapporto $f_{n+1}(s)/f_n$ dipende fra l'altro dal rapporto $\Delta_s/\Delta = R$ essendo Δ_s la densità di particelle di sciame che giungono sotto lo spessore s e Δ la densità nel caso $s = 0$. Dalla conoscenza del rapporto $f_{n+1}(s)/f_n$ si può ricavare il valore del rapporto $R = P_{el} + (f/e)P_{ph}$ da cui noti P_{el} e P_{ph} si può risalire al valore di f/e. Applicando tale metodo ai risultati ottenuti nel corso di un precedente lavoro

(*Nuovo Cimento*, **9**, 549 (1952)) si ottengono in corrispondenza dei vari valori di S e per $s = 6$ mm i seguenti valori di f/e:

S	240	400	800	1600	3200
f/e	$0{,}8 \pm 0{,}16$	$0{,}8 \pm 0{,}24$	$0{,}7 \pm 0{,}12$	$0{,}6 \pm 0{,}08$	$0{,}6 \pm 0{,}09$

c) Determinando, per es. col metodo delle anticoincidenze, la frequenza f_{ant} delle particelle ionizzanti associate a sciami estesi prodotte da particelle non ionizzanti in uno strato di piombo di spessore s ed attribuendo tale produzione a fotoni degli sciami, se f_0 è la frequenza degli sciami selezionati, il rapporto $(f_{\text{ant}})/f_0$ dipende fra l'altro dal prodotto $(f/e)P_{\text{ph}}$, sicchè risulta possibile, noto P_{ph} e determinato il rapporto $(f_{\text{ant}})/f_0$ risalire al valore del rapporto f/e. Con tale metodo, selezionando gli sciami mediante le coincidenze triple fra tre gruppi di contatori di superficie S si è trovato, quale valore medio dei risultati ottenuti per $s = 3$ mm ed $s = 15$ mm Pb, $(f/e) = 0{,}75 \pm 0{,}15$ per $S = 600$ cm² ed $(f/e) = 0{,}75 \pm 0{,}20$ per $S = 1\,800$ cm². Si discutono i risultati ottenuti.

E. Minardi (*Aosta*). – **Applicazione dell'operatore risolvente alla teoria delle perturbazioni.**

L'operatore risolvente $R(\lambda) = (H - \lambda)^{-1}$, ove H è l'operatore hamiltoniano e λ un parametro complesso o reale non appartenente allo spettro di H, riveste un particolare interesse nella teoria delle perturbazioni della meccanica quantistica, come fu mostrato da Kato [1] e da Schönberg [2], che ne hanno fatto un'applicazione fondata sulla teoria delle equazioni funzionali lineari. L'applicabilità dell'operatore risolvente alla teoria delle perturbazioni si basa principalmente sul fatto che allorchè l'hamiltoniana contiene un piccolo termine perturbativo H', esso può svilupparsi in serie di Liouville-Neumann:

$$R(\lambda) = \sum_{0}^{\infty}{}_n (-1)^n [R_0(\lambda)H']^n R_0(\lambda) . \tag{1}$$

Kato riottenne così le formule note della teoria delle perturbazioni, nel caso stazionario, mediante integrali di circonvoluzione nel piano complesso di λ applicati allo sviluppo precedente. Schönberg utilizzò invece la seguente relazione tra l'operatore unitario del movimento e l'operatore risolvente:

$$\pm\, \eta(\pm (t - t_0)/V(t - t_0) = \int_{\pm i\varepsilon - \infty}^{\pm i\varepsilon + \infty} \exp[-i\lambda(t - t_0)] R(\lambda)\, \mathrm{d}\lambda$$

ove

$$\eta(u) = \begin{cases} 1 & u > 0 , \\ 0 & u < 0 . \end{cases}$$

---

[1] T. Kato: *Progr. Theor. Phys.*, **8**, 514 (1949); **5**, 95 e 207 (1950).
[2] M. Schönberg: *Nuovo Cimento*, **4**, 651 (1951).

Si può allora ottenere dalla (1) uno sviluppo per l'ampiezza di probabilità di transizione nell'intervallo di tempo (t_0, t), ampiezza che è appunto data dagli elementi di matrice dell'operatore $V(t, t_0)$. Pur di operare una conveniente scelta del parametro λ è però possibile ottenere degli sviluppi per le autofunzioni e gli autovalori perturbati, mediante un procedimento esclusivamente algebrico che non fa uso di integrali nel piano complesso di λ. Infatti se si determina λ in maniera che sia

$$E_m \delta_{m,m'} - \lambda \delta_{m,m'} = \delta_{m,m'} ,$$

si nota che l'elemento di matrice diagonale di $HR(\lambda)$ tra gli indici m', nella rappresentazione dell'energia in cui H è diagonale, è uguale all'autovalore $E_{m'}$, mentre per gli elementi di matrice di $R(\lambda)$ si ha

$$\langle n | R(\lambda) | m \rangle = \delta_{n,m} ,$$

e quindi

$$\varphi_m = \sum_u \langle u | R(\lambda) | m \rangle \varphi_u .$$

Basandosi su questa osservazione si possono ottenere immediatamente dei semplici sviluppi mediante la (1), per le autofunzioni e gli autovalori perturbati nel caso di una hamiltoniana indipendente dal tempo e con spettro discontinuo di autovalori. Basta infatti sostituire al parametro λ una matrice tale che sia soddisfatta la (2) nel caso in cui $m = m'$; nel caso in cui $m \neq m'$ la (2) non impone alcuna condizione a λ; questo tuttavia viene determinato, per ogni m, dall'equazione che definisce l'operatore risolvente,

$$(H - \lambda) R(\lambda) = 1 ,$$

quando la si consideri come un'equazione per la diagonalizzazione dell'hamiltoniana e quindi quando si consideri $R(\lambda)$ coincidente con un operatore S^* che soddisfa all'equazione

$$HS^* = S^* E ,$$

ove E è una matrice diagonale. In tal modo lo sviluppo per $R(\lambda)$ diviene uno sviluppo per S^* quando in esso si sostituisca a λ la matrice così determinata.

A. Minguzzi. Vedi pag. 137.

E. Molinari. Vedi pag. 121.

G. Montalenti. Vedi pag. 121.

D. Moreno. Vedi pag. 129.

A. Mura. Vedi pag. 148.

M. Nuovoi Vedi pag. 122.

B. G. Owen, S. Sciuti and A. W. Wolfendale (*Manchester*). – **The large angle scattering of μ-mesons.**

A number of recent experiments on the large angle scattering of μ-mesons by heavy nuclei, have shown the existence of a scattering component which is not consistent with the distribution expected from simple Coulomb scattering from a « solid » nucleus ([1-3]). Preliminary results are presented of an experiment using μ-mesons of known momentum from the Manchester Cosmic Ray Spectrograph. A large cloud chamber containing *a*) a 4.5 cm lead plate and *b*) a 7.7 cm iron plate and the 4.5 cm lead plate, has been operated in order to study the momentum- and Z-dependence of the anomalous scattering. The projected angles of scattering of the particles in traversing the plates have been determined, and, to minimise the effects of chamber distortions, only angles greater than 1.5° have been considered in the analysis. The momenta of the particles traversing the cloud chamber were determined from the counter hodoscope in the spectrograph. Table I gives the results for arrangement *a*). For this preliminary

Table I. – *High momentum particles — arrangement* (*a*).

Momentum range	No. of particles	No. of events $> p\theta$ min	Expected number of events	
			Solid Nucleus	Point Nucleus
2-7 GeV	573	13	10.7	3.9

analysis the integral numbers of large deflections have been compared with the numbers expected from Coulomb scattering from « solid » and point nuclei. Within the poor statistical accuracy the results are consistent with the point nucleus model found at lower energies ([1-3]) being valid up to these higher energies. In order to investigate the Z-dependence of the scattering, arrangement *b*) was used in which the two plates contained equal numbers of nuclei. If the scattering is of nuclear origin and all nucleons in a nucleus are equally effective, then the number of large deflections in the two absorbers should be equal. Table II gives the results for arrangemente *b*). The number of events

Table II. – *Low momentum particles — arrangement* (*b*).

Momentum range	No. of particles	No. $> (p\theta \text{ min})_1$ Lead	No. $> (p\theta \text{ min})_1$ Iron	No. $> (p\theta \text{ min})_2$ Iron	Expected no. of events	
					Solid Nucleus	Point Nucleus
0.75–3.0 GeV	211	10	1	10	7.0	3.6

in Pb and Fe having deflections greater than the same value $(p\theta\text{min})_1$ differ by a large factor. This indicates that the events are probably not due to short-range forces. If however comparison is made using the appropriate values of $p\theta$ for Coulomb scattering

([1]) W. L. Whittemore and R. P. Shutt: *Phys. Rev.*, **88**, 1312 (1952).
([2]) B. Leontic and A. W. Wolfendale: *Phil. Mag.*, **44**, 1101 (1953).
([3]) M. L. T. Kannangara and G. S. Shrikantia: *Phil. Mag.*, **44**, 1091 (1953).

in the two elements, $(p\theta\text{min})_1$ for lead and $(p\theta\text{min})_2$ for iron (taking into account the difierent thicknesses of the absorbers in radiation units) the agreement in numbers of events between the two elements is seen to be good.

M. B. Palma Vittorelli, M. U. Palma, D. Palumbo e M. Santangelo (*Palermo*). – **Curve di assorbimento paramagnetico con microonde.**

Presso l'Istituto di Fisica di Palermo, è stata realizzata un'apparecchiatura per lo studio dell'assorbimento paramagnetico a microonde nel campo dei 3 cm. Tale apparecchiatura consiste essenzialmente in un generatore con pura modulazione di ampiezza, un sistema per la misura della frequenza e monitore, un ponte a T magico, una cavità risonante posta tra le espansioni polari di un elettromagnete, un sistema di rivelazione con cristallo per bassi livelli di potenza, amplificatore accordato, e strumento di misura. La frequenza viene misurata con una precisione dell'ordine di almeno 0,1% e la minima potenza rivelabile, nettamente distinta dal fondo, è di almeno 10^{-7} watt. Il campo magnetico viene misurato entro 0,5%, con un galvanometro balistico. A titolo di controllo dell'apparecchiatura, sono state tracciate curve di assorbimento di alcuni sali già da altri studiati, e le posizioni dei massimi sono state riscontrate essere in ottimo accordo con quelle trovate da altri sperimentatori. Si dà notizia dei primi risultati ottenuti mediante misure effettuate su $CuSO_4 \cdot 5H_2O$ alla temperatura dell'aria liquida, e su $Cu(NH_4)_2(SO_4)_2 \cdot 6H_2O$ a temperatura ambiente e alla temperatura dell'aria liquida, (misura che completa, con le altre tre già note e ripetute, il gruppo riguardante i quattro sali di rame solfato e cloruro con e senza ammonio). Sono infine state rilevate le curve di assorbimento dei vari $VOSO_4$ con diverso grado di idratazione (polvere, a temperatura ambiente) di cui a nostra conoscenza è stata fatta una sola misura di assorbimento paramagnetico, su $VOSO_4 \cdot 2H_2O$ (1). I risultati ottenuti per il $CuSO_4 \cdot 5H_2O$ mostrano che, alla temperatura dell'aria liquida, il valore del campo magnetico alla risonanza diminuisce di non meno di 25 gauss, il che corrisponde ad un aumento del g. Si è inoltre riscontrata una diminuzione della semilarghezza, senza sensibile variazione dell'intensità. Per il $Cu(NH_4)_2(SO_4)_2 \cdot 6H_2O$, di cui non ci risulta sia stato ancora determinato lo spettro a microonde, si poteva prevedere una analogia con lo spettro del $CuK_2(SO_4)_2 \cdot 6H_2O$ (2) di cui è isomorfo. Le differenze tra gli spettri dei due sali sono quelle previste in base alle differenze dei raggi ionici del K^+ ed NH_4^+. Alla temperatura dell'aria liquida si è notato un aumento del valore di risonanza del campo magnetico corrispondente ad una diminuzione del g, accompagnata da un notevole aumento dell'intensità. I risultati per questi sali di rame, sono in parte giustificabili, in base ai calcoli fatti da Polder (3) dello stato fondamentale dell'ione Cu^{++} nel campo elettrico cristallino. Il $VOSO_4$ può cristallizzare con un numero di molecole d'acqua variabile probabilmente da 1 a 6,5. Al diminuire del numero di molecole d'acqua di cristallizzazione, è stato notato che il valore di risonanza del campo magnetico va aumentando Per il $VOSO_4 \cdot 5H_2O$, a temperatura ambiente, il g della polvere risulta molto prossimo a 2. Per tale sale, in cui l'ione V^{++++} ha un solo elettrone nell'orbita $3d$, mancano dati cristallografici precisi. Assumendo campi elettrici cristallini non incompatibili con le nostre conoscenze sulla struttura cristallina, abbiamo calcolato la scissione del mul-

(1) Hutchison jr. e L. Singer: *Phys. Rev.*, **89**, 256 (1953).
(2) Arnold and Kip: *Phys. Rev.*, **75**, 1199 (1949).
(3) Polder: *Physica*, **9**, 709 (1942).

tipletto per effetto del campo cristallino, e successivamente dell'accoppiamento spin-orbita. Si è così potuto calcolare un valore di g in buon accordo col risultato sperimentale.

M. U. PALMA. Vedi pag. 154.

D. PALUMBO (*Palermo*). – **Sull'uso delle emulsioni nucleari per la determinazione del contenuto radioattivo nei minerali.**

Considerando un minerale contenente nuclidi radioattivi α, limitato da una superficie piana, a cui viene sovrapposta una emulsione nucleare, si determina, sotto l'ipotesi che il minerale sia omogeneo, lo spettro integrale delle lunghezze, proiezioni orizzontali e verticali delle tracce prodotte dalle particelle α nell'emulsione. Il problema è stato già risolto nel caso in cui si possa supporre che il rapporto tra il percorso nell'emulsione e nel minerale delle particelle α sia indipendente dall'energia di queste ultime, e la soluzione resta valida nel caso in cui tra i due percorsi sussista una relazione lineare. Ora, sia la teoria di Bethe sulla perdita di energia delle particelle α nella materia, sia le misure sperimentali, mostrano che tale ipotesi è solo approssimata. Si hanno deviazioni sensibili dalla relazione lineare nel caso in cui gli atomi costituenti il minerale siano relativamente leggeri rispetto a quelli costituenti l'emulsione. Si nota che l'ipotesi della relazione lineare, solitamente ammessa, può portare, in taluni casi, ad errori sensibili nella determinazione della concentrazione dei nuclidi attivi nel minerale. Vengono quindi determinate delle formule valevoli qualunque sia la relazione che lega il percorso nel materiale in esame e quello nell'emulsione, di una particella α. Si dimostra che ammessa l'omogeneità del materiale, la distribuzione delle proiezioni orizzontali coincide con quella delle verticali. Entrambe queste distribuzioni sono date, nel caso di particelle α monoenergetiche, aventi percorso R nell'emulsione dalla formula

$$f(r) = k \int_{r/R}^{1} \left[l(R) - l\left(\frac{r}{v}\right) \right] \cdot v \, dv, \qquad (r > R)$$

dove $f(r)$ è il numero di tracce aventi nell'emulsione proiezione maggiore di r, $l(s)$ il percorso nel minerale di una particella avente percorso s nell'emulsione, k un coefficiente proporzionale alla concentrazione dei nuclidi attivi. Utilizzando dati sperimentali, o calcolati, sul percorso delle particelle α nei vari mezzi e scegliendo per $l(s)$ delle formule empiriche che si adattano ai dati usati, si determinano esplicitamente le formule che dànno gli spettri integrali. In base a queste formule sono state calcolate delle tabelle che permettono di risalire dalla distribuzione dei percorsi, o delle loro proiezioni, osservata sperimentalmente, alle concentrazioni nel minerale dei nuclidi attivi delle varie specie. Si indicano infine le correzioni da apportare alle formule trovate nel caso in cui sia necessario lasciare tra l'emulsione e la superficie del minerale uno strato d'aria.

D. PALUMBO. Vedi pag. 154.

D. Palumbo e M. Santangelo (*Palermo*). – **Attività naturale di ^{123}Sb.**

È noto che secondo le normali regole di stabilità nucleare non dovrebbero esistere coppie di isobari contigui con i due nuclidi entrambi stabili. Fino a qualche anno fa si credeva che facessero eccezione a queste regole, le coppie seguenti:

$$^{113}_{48}\mathrm{Cd} - ^{113}_{49}\mathrm{In}; \qquad ^{115}_{49}\mathrm{In} - ^{115}_{50}\mathrm{Sn}; \qquad ^{123}_{51}\mathrm{Sb} - ^{123}_{52}\mathrm{Te},$$

tutte e tre con numero di massa dispari. Recentemente E. A. Martell e W. F. Libby hanno scoperto un'attività β^- dello ^{115}In di energia massima $0{,}63 \pm 0{,}03$ MeV con un periodo di dimezzamento di $6 \pm 2 \cdot 10^{14}$ a. Nel caso delle due coppie restanti (^{113}Cd—^{113}In e ^{123}Sb—^{123}Te) si potrebbe trattare o di un'attività β^- di ^{113}Cd e ^{123}Sb ovvero di un'emissione β^+ o cattura elettronica di ^{113}In e ^{123}Te. Da considerazioni qualitative di regolarità ed energetiche si è indotti a pensare che per la coppia Sb—Te una transizione β^- del primo nuclide sarebbe più attendibile della cattura elettronica da parte del secondo; è perciò che la nostra attenzione si è fermata sull'antimonio. Allo scopo di provare se vi fosse una tale attività, abbiamo istituita un'esperienza ed eseguite misure con un contatore a griglia del tipo di quello costruito da Libby. Con detto contatore veniva registrato il numero di impulsi una volta quando attorno alla griglia era posto un cilindro di ferro nichelato sulla cui superficie interna era stato depositato dell'antimonio e un'altra volta quando a detto cilindro se ne sostituiva un secondo identico al primo ma senza antimonio. Per abbassare l'effetto di fondo sono state eseguite misure con grossi assorbitori di Fe e di Pb, e con un sistema ad anticoincidenza. Da questi conteggi differenziali si è ottenuto una differenza di impulsi per minuto e per tutta la superficie dell'antimonio (~ 500 cm^2), $N = 61{,}4 \pm 1{,}93$. Si discutono le seguenti questioni: *a*) geometria del contatore e sua efficienza per i raggi β; *b*) probabili impurità attive del materiale impiegato; *c*) influenza dell'emissione elettronica dell'antimonio (fotoelettroni, termoelettroni). Esperienze in corso sono rivolte a precisare i diversi punti. Se la valutazione un po' grossolana dei contributi *b*) e *c*) valutata in circa il 50% degli impulsi registrati non è molto lontana da quella vera, facendo qualche ipotesi sul valore dell'energia massima dei β^- emessi si ottiene una vita media dell'ordine di 10^{14} a., che sarebbe compatibile con una transizione

$$^{123}_{51}\mathrm{Sb} \xrightarrow{\beta^-} ^{123}_{52}\mathrm{Te},$$

fortemente interdetta. Viene tentato di dare una giustificazione teorica di questa vita media partendo da considerazioni (regole di selezione) riguardanti le transizioni β altamente proibite.

A. Paoletti. Vedi pag. 126.

R. G. Parr. Vedi pag. 140.

G. Patergnani. Vedi pag. 145.

G. PERONA e A. PERSANO (*Milano*). – **Sorgenti di ioni a campo magnetico.**

Si descrivono alcuni modelli di sorgenti di ioni a elettroni pendolanti in campo magnetico, costruiti presso il CISE con lo scopo di giungere ad un tipo che presentasse un buon funzionamento continuo, cioè un alto rapporto tra corrente di ioni estratta e potenza di alimentazione, e un buon funzionamento a impulsi, cioè tempi di salita molto brevi e correnti di picco molto alte. Il primo modello, analogo a quello di KELLER (catodo freddo) presenta un cattivo funzionamento continuo, e, ad impulsi, tempi di salita troppo lunghi. Un secondo modello, con la stessa geometria del primo, ma con l'aggiunta di un catodo caldo a forte emissione, presenta uno scarso funzionamento continuo ma un ottimo funzionamento a impulsi (tempi di salita inferiori a 1 μs e corrente di picco limitata da carica spaziale, nel nostro caso alta 15 mA). Questo è attualmente in funzione sull'acceleratore a 400 kV del CISE ed è usato per produzione di neutroni e impulsi per lavori di spettrografia dei neutroni col metodo del tempo di volo. Un terzo modello, con catodo caldo e geometria modificata rispetto al precedente, presenta lo stesso funzionamento ad impulsi ed un buon funzionamento continuo. La percentuale di ioni monoatomici, misurata per mezzo di un piccolo spettrometro di massa, è molto bassa. Dei vari modelli si portano i grafici che ne illustrano il funzionamento.

A. PERSANO. Vedi pag. 157.

M. PIZZO (*Ferrara*). – **Dispositivi per la misura della radioattività atmosferica utilizzanti un contatore a scintillazione.**

Negli ultimi tempi sono stati descritti da vari autori dispositivi per la misura della radioattività atmosferica, spesso realizzati con lo specifico scopo della misura della radioattività naturale. Per citare solo i lavori più recenti, basterà ricordare l'apparato a filtrazione d'aria di R. G. SMITH, il cui strumento di misura è una camera di ionizzazione, e quello, pure a filtrazione ma con rivelatori a contatore per raggi alfa e beta, di T. H. MANSFIELD. Degno di nota infine il « Monitor » ad effluvio (precipitazione elettrostatica) di M. H. WILKENING, nel quale un contatore a scintillazione fa da misuratore della attività del deposito. Tutti questi apparati sono del 1952: va tuttavia notato come un dispositivo ad effluvio avente come rivelatore un contatore a scintillazione sia stato costruito da DRIGO fin dal 1950, come appare dalla descrizione datane nel *Nuovo Cimento*. Sulla precisione di tutti questi metodi nella valutazione quantitativa della radioattività atmosferica, che di solito si riconduce alla valutazione del numero di atomi di emanazione presenti in 1 cm^3, sono lecite tuttavia alcune riserve, giustificate dal fatto che ben poco si sa ancora sui radiocolloidi dell'aerosol atmosferico, e sui fattori che influiscono sulla formazione di essi, e ciò malgrado le ricerche di WILKENING, di DE MARCO e DRIGO, e quelle recentissime di MORASCHINELLI. È perciò sembrato opportuno all'A. di realizzare un dispositivo di misura della radioattività atmosferica che, pur rimanendo molto sensibile, e relativamente semplice grazie all'impiego dei contatori a scintillazione, consentisse tuttavia una determinazione quantitativa con precisione almeno eguale a quella raggiungibile con uno dei più quotati metodi classici per queste misure, quale è, ad esempio, il metodo ad effluvio, di ALIVERTI. In questo, come è noto, la medesima aria è fatta passare successivamente attraverso

due sistemi di punte effluvianti, ottenendone due depositi distinti dai quali è possibile ricavare la percentuale di atomi radioattivi che, in quelle determinate condizioni, viene raccolta. È facile quindi risalire alla totale radioattività presente: unico inconveniente è quello di dover postulare a priori che il Radio A presente nell'aria sia sempre in equilibrio con l'emanazione da cui deriva. Nell'apparecchio Aliverti i depositi sono effettuati su due grossi cilindri metallici, e la loro misura si compie con una camera di ionizzazione. Per rendere possibili le misure con un contatore a scintillazione si è cominciato con lo studiare i dispositivi atti ad estendere la superfice utile del contatore (tipo 931 A). Attualmente sono in funzione contatori con area utile di circa 18-20 cm^2, ottenuti raccordando la piccola finestra del fotomoltiplicatore con lo strato fluorescente attraverso una apposita piramide portaluce, in plexiglas. Poichè tali contatori presentano sensibilità uniforme per depositi in forma di disco con diametro di 35 mm, si è infine adattato il sistema effluviante per la raccolta, alla forma e dimensioni di questi elettrodi a disco. All'apparato ottenuto sono applicabili i medesimi procedimenti di calcolo sviluppati da Aliverti, se la sensibilità del contatore a scintillazione viene limitata ai soli raggi alfa: è però possibile rivelare i raggi beta e gamma se si sostituisce allo strato di solfuro di Zn e Ag un cristallo di naftalina di analoga estensione. Le misure effettuate sinora con questo apparato sono apparse in accordo con quelle contemporaneamente fatte con un apparato di tipo Aliverti. Anche curve di variazione giornaliera della radioattività atmosferica (emanazione) sono risultate equivalenti. Al contatore a scintillazione sopra descritto sono stati adattati altri due metodi di raccolta della radioattività atmosferica, nell'intento di vederne attitudini e comportamento. Il primo è un dispositivo a filtrazione dell'aria attraverso opportuni strati di tessuto sottilissimo, o di carta da filtro. Una quantità d'aria eguale a quella che si fa passare nell'apparato a doppio effluvio viene fatta passare attraverso il disco filtrante, pure del diametro di 36 mm, la cui attività viene poi esaminata col solito contatore. I valori della attività ottenuti nei due casi sono notevolmente diversi: ma occorre notare che nella filtrazione l'attività del deposito si può solo ritenere proporzionale a quella dell'aria, senza tuttavia conoscere con esattezza il valore del coefficiente di proporzionalità. Questo, secondo l'A., è l'inconveniente dei metodi per filtrazione sopra citati, provato del resto dal fatto che i risultati ottenuti dall'autore con la filtrazione non seguono sempre lo stesso andamento di quelli ottenuti coll'effluvio. Il secondo metodo di raccolta consta di un sistema effluviante analogo a quelli montati nell'apparecchio descritto per primo, e di un piccolo agitatore d'aria: il complesso viene immerso in un vaso chiuso di circa 70 litri nel quale in precedenza si è rinnovata l'aria con un aspiratore. Vantaggio delle misure in vaso chiuso è quello di poter fare una taratura del dispositivo di raccolta nel vaso, con una nota quantità di emanazione, ed inoltre quello di poter fare la raccolta del solo Radio A in equilibrio, e non di più. Ma può rimanere sempre l'incognita di una alterazione dello stato dei radiocolloidi, conseguente alla chiusura dell'aria nel recipiente. Wilkening ha studiato con apposito dispositivo sperimentale (v. *R.S.I.*, Gennaio 1952) le mobilità delle particelle di radiocolloidi, al fine di stabilirne la grossezza: almeno il 90% della radioattività è legato a particelle di diametro $< 0,5\ \mu$, e precisamente tra 0,04 e 0,001 μ. D'altra parte l'A., seguendo il metodo delle lastre nucleari che per primo fu applicato a questi problemi da De Marco e Drigo, ha proceduto all'analisi della natura dei depositi ottenuti sia col metodo dell'effluvio, sia con quello della filtrazione. È stato così confermato il ruolo fondamentale che ha l'umidità dell'aria nella formazione di grossi agglomerati radiocolloidali, e che d'altra parte sembra agire in modo inverso sui due tipi di depositi, aumentando l'intensità di quelli per filtrazione, e diminuendlo quella dei depositi ottenuti per effluvio. Malgrado queste ricerche siano ancora in corso, alla luce di questi risultati sembra all'A.

che si possano spiegare anche taluni dei risultati, piuttosto strani che sono stati ottenuti da R. G. Smith. Questi, operando col metodo della filtrazione, trova ad esempio, che nelle giornate piovose si ha un notevole incremento della radioattività naturale dell'aria. È noto d'altra parte come, in generale, la pioggia abbassi, e per varie ragioni, il contenuto di radioattività, anche negli strati atmosferici più vicini alla terra. Più plausibile sembra invece che quando l'aria è umida il filtro possa raccogliere maggiori quantità di radiocolloidi, perchè l'umidità ne favorisce appunto la maggiore grossezza.

M. Pizzo. Vedi pag. 138.

G. Poiani. Vedi pag. 131, 149.

E. Polacco. Vedi pag. 114.

F. Porreca. Vedi pag. 128.

G. Puppi. Vedi pag. 137.

G. Quareni. Vedi pag. 129.

I. F. Quercia. Vedi pag. 133.

I. F. Quercia e B. Rispoli (*Roma*). – **Effetti geomagnetici sulla radiazione cosmica.**

Mediante un dispositivo sperimentale costituito da una lente magnetica doppia e da telescopi di contatori si sono misurate le intensità della componente penetrante carica, separatamente per le particelle positive e negative. Il dispositivo seleziona principalmente mesoni di energia compresa nell'intervallo tra 0,5 e 1,9 GeV con baricentro attorno a 0,9 GeV. Vengono discussi i risultati ottenuti sino ad ora compiendo misure al livello del mare alle latitudini di Roma e di Bombay, sotto vari angoli zenitali sino a 60° e nelle 4 direzioni azimutali principali. Tali risultati vengono confrontati con i valori che si ottengono sviluppando una teoria di produzione plurima dei mesoni da parte di protoni primari distribuiti con uno spettro energetico di potenze con esponente — 2,2. Nel calcolo delle intensità mesoniche dei due segni nelle varie direzioni e latitudini viene tenuto conto dell'effetto di curvatura delle traiettorie mesoniche nel campo magnetico terrestre, e dell'influenza che tale effetto ha sui valori dell'eccesso positivo e delle asimmetrie Est-Ovest osservate. Parallelamente ai risultati di queste misure, viene tenuto conto dei risultati preliminari di misure dello spettro di assorbimento in acqua della componente penetrante della radiazione cosmica, eseguite con un altro dispositivo sperimentale alle stesse latitudini. Tale dispositivo consente la misura dell'intensità della radiazione cosmica in direzione verticale ed ad angoli zenitali crescenti di 10 in 10 gradi sino a 60°, in due direzioni azimutali opposte, ed a profondità di acqua sino a circa 40 m. Anche i risultati di queste misure preliminari vengono confrontati con la teoria.

A. Ranzi. Vedi pag. 137.

G. Rinaldi. Vedi pag. 149.

B. Rispoli. Vedi pag. 159.

G. Rosa. Vedi pag. 121.

P. Rothwell. Vedi pag. 133.

F. Salvetti. Vedi pag. 126.

M. Santangelo. Vedi pag. 154, 156.

L. Scarsi (*Milano*). – **Inclusione di gas ad alta pressione in emulsioni nucleari col metodo dei tubi.**

Si descrivono le prove eseguite con idrogeno ad alta pressione allo scopo di includere questo gas in emulsioni nucleari. La tecnica sviluppata si presenta utile per lo studio diretto delle interazioni fra nucleoni.

A. Sciacchitano. Vedi pag. 135.

S. Sciuti. Vedi pag. 111, 153.

D. Sette (*Roma*). – **Effetti strutturali nell'assorbimento ultrasonoro in mescolanze liquide binarie** (*).

Un particolare tipo di sistemi binari è formato dalle mescolanze liquide che presentano un massimo del coefficiente di assorbimento ultrasonoro in funzione della composizione. Fu mostrato in una precedente ricerca [1] che l'origine dei fenomeni dissipativi in tali sistemi è legata ad effetti strutturali. Di recente L. R. O. Storey [2] ha tentato di spiegare l'assorbimento nel sistema acqua-alcool etilico mediante l'ipotesi della formazione in soluzione di un composto. L'equilibrio delle associazioni verrebbe alterato dalle variazioni di temperatura che accompagnano le onde elastiche dando origine ad un fenomeno di rilassamento. Storey ha anche suggerito che effetti strutturali analoghi possano servire a spiegare il massimo dell'assorbimento osservato in altri sistemi formati da acqua ed un alcool (n-propilico, butilico terziario) e nei sistemi formati da due componenti polari. Tale interpretazione non spiega perchè il coeffi-

(*) Il presente lavoro è stato eseguito presso il Department of Physics della Catholic University of America, Washington D. C.

(1) D. Sette: *J. Chem. Phys.*, **21**, 558 (1953).

(2) L. R. O. Storey: *Proc. Phys. Soc.*, B **65**, 943 (1952).

ciente di assorbimento ultrasonoro nel sistema acqua-alcool metilico non presenti un massimo al pari di ciò che avviene negli altri sistemi acqua-alcool pur essendo ancora validi gli argomenti che suggeriscono la presenza di associazioni nel sistema acqua-alcool etilico. Una ragione del diverso andamento osservato potrebbe stare nel fatto che alla temperatura ambiente, alla quale le misure sono state fatte, gli effetti strutturali non siano più evidenti nel sistema acqua-alcool metilico in quanto l'agitazione termica potrebbe già essere sufficiente a distruggere quasi completamente le aggregazioni. Allo scopo di indagare sull'attendibilità della spiegazione proposta per i sistemi acqua-alcool si è studiato il sistema acqua-alcool metilico nel campo di temperature + 14- — 32 C° e nella banda di frequenze 22-52 MHz. A basse temperature è stato riscontrato un massimo del coefficiente di assorbimento per una composizione molare 0,25 di alcool. La spiegazione di Storey sembra quindi confermata. Le associazioni molecolari nel sistema acqua-alcool metilico sarebbero formate da una molecola di alcool e tre di acqua. Le frequenze di rilassamento non sono lontane dalla banda esaminata. Diversa è l'origine degli effetti strutturali in altri sistemi presentanti un massimo nel coefficiente di assorbimento ed i cui componenti hanno molecole che non scambiano forti interazioni. Esempi di tali sistemi sono le mescolanze nitrobenzolo-n-esano e acqua-trietilammina. Fu mostrato ([1]) che in tali casi l'aumento dell'assorbimento è legato ai fenomeni critici che avvengono nella regione critica di miscibilità. La soluzione non è più un liquido omogeneo ma invece essa è formata da una madre fase in cui sono disseminati granuli (« clusters ») di fasi diverse. Le cause che possono condurre ad un aumento delle dissipazioni di energia durante la propagazione delle onde elastiche in un liquido di tal genere sono essenzialmente due: 1) aumento delle perdite per viscosità poichè il liquido non è omogeneo; 2) fenomeni di rilassamento nell'equilibrio dei « clusters ». L'indagine teorica mostra come sia difficile separare i due contributi e valutare la loro importanza in quanto entrambe le due dissipazioni conducono ad una riduzione del parametro α/ν^2 (α coefficiente di assorbimento ultrasonoro; ν frequenza) con la frequenza, come si è riscontrato sperimentalmente. Occorre pertanto effettuare per altra via una valutazione del contributo alle perdite del primo tipo di dissipazione. I calcoli sono stati fatti e vengono esposti qui per il sistema acqua-trietilammina per il quale sono a disposizione informazioni sul potenziale termodinamico ([3]) in funzione della concentrazione alla temperatura di + 15 °C. Per il confronto con l'esperienza i dati ottenuti a 600 kHz da Chynoweth e Schneider ([4]) sono stati completati con misure del coefficiente di assorbimento ultrasonoro nella banda 7-52 MHz. Dal confronto risulta che il contributo dovuto al primo tipo di fenomeni, aumento delle dissipazioni per viscosità dovuto alle fluttuazioni di densità, è normalmente molto piccolo rispetto al valore sperimentale del coefficiente di assorbimento ultrasonoro. L'eccesso del coefficiente di assorbimento osservato sperimentalmente rispetto a quello classico per viscosità e conducibilità termica è pertanto essenzialmente dovuto a fenomeni di rilassamento strutturale nell'equilibrio dei « clusters ».

([3]) L. D. Roberts e J. E. Mayer: *J. Chem. Phys.*, **9**, 852 (1941).
([4]) A. G. Chynoweth e W. G. Schneider: *J. Chem. Phys.*, **12**, 1566 (1951).

G. Stoppini. Vedi pag. 116.

R. Stroffolini. Vedi pag. 130.

C. Succi. Vedi pag. 149.

L. Taffara. Vedi pag. 124.

E. Tartaglione. Vedi pag. 130.

C. Villi. Vedi pag. 117.

B. Vitale. Vedi pag. 115, 144.

G. G. Volpi. Vedi pag. 121.

A. W. Wolfendale. Vedi pag. 148, 153.

L. Zappa. Vedi pag. 120, 143.

G. T. Zorn. Vedi pag. 129.

PROPRIETÀ LETTERARIA RISERVATA

Direttore responsabile: G. POLVANI Tipografia Compositori - Bologna

Questo fascicolo del *Supplemento* è stato licenziato dai torchi il 29-VIII-1954